

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ÉDOUARD FABRE

1^{ère} THESE - "Contribution à l'étude des propriétés optiques et électriques des plasmas d'arc dans les gaz rares".

2^{ème} THESE - PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 26 Novembre 1963 devant la Commission d'examen.

MM. R. LUCAS *Président*

J.P. MATHIEU }
L. HERMAN } *Examineurs*

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ÉDOUARD FABRE

1^{ère} THESE - "*Contribution à l'étude des propriétés optiques et électriques des plasmas d'arc dans les gaz rares*".

2^{ème} THESE - PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 26 Novembre 1963 devant la Commission d'examen.

MM. R. LUCAS

Président

J.P. MATHIEU

L. HERMAN

} *Examineurs*



FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

PROFESSEURS

DOYEN : M. ZAMANSKY

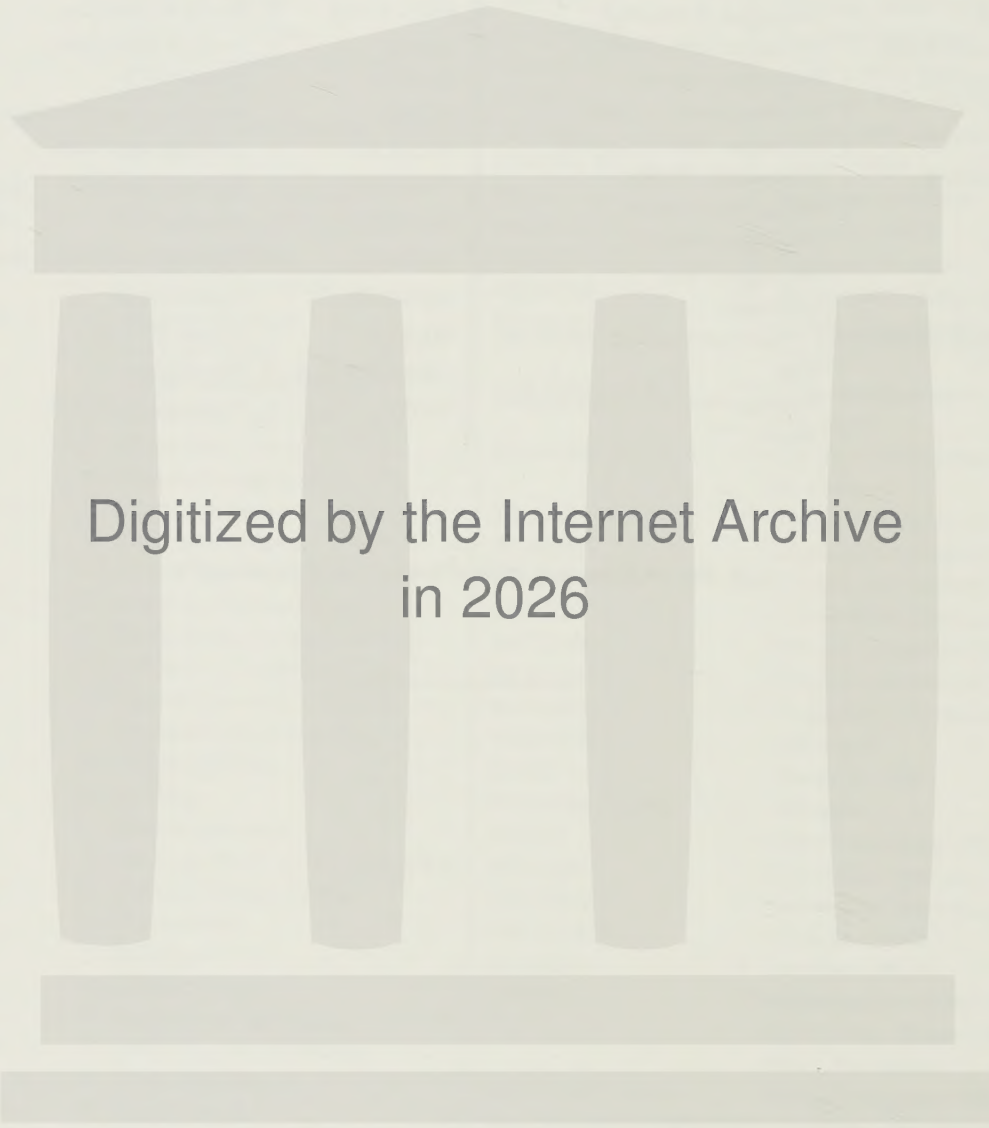
G. JULIA	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure	JUNG	T Pétrographie
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparée	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique
GRASSE	T Evolution des êtres organisés	WIEMANN	T Chimie organique & struc.
PREVOST	T Chimie organique	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
WYART	T Minéralo et Cristallog.	VASSY	T Physique de l'atmosphère
TEISSIER	T Zoologie	DESTOUCHES	T Théories Physiques
MANGENOT	T Biologie Vég. (Orsay)	AMIEL	T Chimie générale
AUGER	T Physique quantique et Relativité	HOCART	T Minéralogie et Cristallog.
MONNIER	T Physiologie Générale	J.P. MATHIEU	T Physique Optique
PIVETEAU	T Paléontologie	COUTEAUX	T Cytologie
ROCARD	T Physique (E.N.S.)	MAY	T Zoologie (Orsay)
CARTAN	T Mathématiques (E.N.S.)	CHOQUET	T Théorie des fonctions et Topologie
LAFFITTE	T Chimie générale	FELDMANN	T Biologie Végét. marine
FAVARD	T Géométrie supérieure	GUINIER	T Physique des Solides (Orsay)
COULOMB	T Physique du Globe	JOST	T Physiologie comparée
Melle COUSIN	T Biologie Animale (SPCN)	FORTET	T Calcul des Probabilités et Physique mathématique
CHRETIEN	T Chimie minérale	SCHARTZ	T Calcul diff. et Intégral
DRACH	T Zoologie	CHOUARD	T Physiologie végétale
KASTLER	T Physique (E.N.S.)	MALAVARD	T Aviation (Techn. Aéronaut.)
EPHRUSSI	T Génétique	BRELOT	T Calcul diff. et Intégral
RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédim.	NORMANT	T Chimie organique
GAUTHERET	T Biologie Vég. (PCB)	BENARD	T Chimie Minérale
LUCAS R.	T Recherches Physiques	BUVAT	T Botanique (E.N.S.)
THOMAS A.	T Biologie cellulaire	DUGUE	T Statistiques Mathématiques
ARNULF	T Optique appliquée	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
MORAND	T Physique Enseignement	ULRICH	T Physiologie végétale
SOLEILLET	T Physique (P.C.B.)	MARECHAL	T Optique théori. & appliq.
FORTIER	T Mécanique Exp. des Fluides	KIRRMANN	T Théories Chimiques
DANJON	T Astronomie	CHADEFAUD	T Botanique
PETIT	T Biologie maritime	Melle LE BRETON	T Physio. de la nutrition
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
GALLIEN	T Embryologie	DEVILLERS	T Anatomie et Histol. Comp.
EICHHORN	T Botanique	EHRESMANN	T Topologie Algébrique
DE CUGNAC	T Biologie Vég. (SPCN)	FRANCON	T Physique (SPCN)
Melle CAUCHOIS	T Chimie Physique	GLANGEAUD	T Géographie Phys. & Géol. dynamique
THELLIER	T Physique du Globe	GODEMENT	T Mathématiques (M.P.C.)
L'HERITIER	T Biologie Gén. (Orsay)	PISOT	T Techn. Mathém. de la Phys.
GRIVET	T Radioélectricité (Orsay)	ROCH	T Géologie
PONCIN	T Mécanique Générale	SCHATZMAN	T Astrophysique
DUBREIL	T Arithm. & Théorie des Nombres	TERMIER	T Paléontologie stratig.
QUELET	T Chimie Organique		
CAGNIARD	T Géophysique appliquée		
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire		
CUVILLIER	T Micropaléontologie		

ZAMANSKY	T Mathématiques générales
LENNUIER	T Physique (M.G.P.)
RIZET	T Génétique
ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme TONNELAT	T Physique théorique
DIXMIER	T Mathématiques (MPC)
SOUCHAY	T Chimie générale
AIGRAIN	T Electrotechnique générale
BRUSSET	T Chimie systématique
M. LEVY	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme CHAIX	T Chimie biologique
Mme HUREL-PY	T Biologie végétale (P.C.B.)
PIAUX	T Chimie (M.P.C.)
BRUN	T Mécanique théorique des Fluides
LEDERER	T Chimie biologique
Mme DUBREIL	T Mathématique (Agrég.)
Mme LELONG	T Mathématiques II (ENS)
BELLAIR	T Géologie (SPCN)
COTTE	T Physique électricité
DUBOIS J.E.	T Chimie organique
LAMOTTE	T Zoologie (ENS)
MICHEL A.	T Chimie minérale (Orsay)
OLMER	T Energétique générale
ROUAULT	T Electricité (Orsay)
GAUTHIER	T Mécanique appliquée
BARCHEWITZ	T Chimie Physique
BROSSEL	T Physique atomique
BUSER	T Physiologie comparée
CAMUS	T Physiol. Végétale BMPV
CASTAING	T Physique II Thermod. (Orsay)
CURIEN	T Minéralo, & Cristallog.
MOYSE	T Physiologie végét. (Orsay)
NOIROT	T Evolution des Etres Org.
PANNETIER	T Chimie générale
POSSOMPES	T Zoologie
PULLMANN	T Chimie quantique
TEILLAC	T Physique Nucl. et Radio-activité
TONNELAT	T Biologie Physico-Chim.
VILLE	T Econométrie
WILLEMART	T Chimie (P.C.B.)
DODE	T Chimie (Orsay)
FREYMANN	T Recherches Physiques
GUINOCHET	T Biol. vég. SPCN (Orsay)
ROLLET	T Chimie minérale
Melle JOSIEN	T Chimie SPCN
CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
ARNOULT	T Electronique (Orsay)
CHAPELLE	T Physique (Orsay)
DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
DENY	T Mathématiques Génér. (Orsay)
GERMAIN	T Mécanique théor. des fluides
LUCAS G.	T Géologie
ALLARD	T Chimie Physique
BERTHELOT	T Phys. des particules Fond.
BRICART	T Météor. et Phys. de l'Atmosphère

Mme ALBE-FESSARD	T Psychophysiologie
FRIEDEL	T Physique des Solides (Orsay)
M. JULIA	T Etude des Moléculaires naturelles complexes
LENDER	T Biologie Anim. SPCN (Orsay)
MAGAT	T Physico-Chimie des radio-éléments
Melle QUINTIN	T Electrochimie
MONOD	T Chimie du métabolisme
BENOIT	T Physiol. Anim. (Orsay)
DE POSSEL	T Analyse numérique
CHARLOT	T Chimie analytique
LEMEE	T Physiol. Vég. BMPV (Orsay)
GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
CHATELET M.	T Chimie PCB
JEAN	T Physique Nucléaire (Orsay)
MATTLER	T Physique SPCN
BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
BERTEIN	T Electronique (Orsay)
BOUSSIÈRES	Chimie des radioéléments (Orsay)
Mme COUTURE	T Thermodynamique et Méc. Physique
ELLENBERGER	T Géologie des grandes régions du globe
FRANC	T Biologie animale PCB
SCHNELL	Botanique tropicale (Orsay)
STOLKOWSKI	T Physiologie végétale
ACHER	Chimie Biol. (Orsay)
BAUDOIN	Biologie animale PCB
BEAUMONT	Biologie animale SPCN
BLAMONT	T Géophysique ionosphère
BOURREAU	Botanique
CURIE D.	Physique MGP
DURAND-DELGA	T Géologie
FREON	T Chimie organique (Orsay)
HELLER	T Physiolog. végétale
TORTRAT	T Calcul des Probabilités
CAULLEUX	Géologie (SPCN)
MAGNAN	T Physique SPCN
DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appliq. à la chimie Théorique & à la Phys. Nucléaire
Melle FOURCROY	Biologie Végétale SPCN
Mme CHOQUET-BRUHAT	T Méc. Analytique et mécan. céleste
Melle VEIL	Physiologie Générale
LWOFF	T Microbiologie
SIESTRUNCK	T Méc. Phys. & Expér. im.
LACOMBE	T Métallurg. des métaux Nucléaires
BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
CABANNES	T Mécanique générale
LESIEUR	T Mathématiques I (Orsay)
MAZET	T Mécanique générale (Orsay)

CAIRE	Géographie phys. et Géolog. Dynamique	BRUHAT	T Mathématiques MPC
COMOLET	T Mécanique des fluides	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
CORABOEUF	Physiologie animale (Orsay)	CHABBAL	Physique MGP (Orsay)
DELLOUE	Physique de l'exosphère	DEHEUVELS	T Mathématique Propé. (Orsay)
GORENFLOT	Botanique II (Orsay)	D'ESPAGNAT	Physique théorique (Orsay)
HOUILLO	Biologie animale PCB	FURON	Géologie SPCN
JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)	Mme GANS	T Génétique
MALGRANGE	T Technique Math. de la Physique (Orsay)	GENEVES	Biologie végétale PCB
OLIVIER	Antropologie	GUILBERT	Physique (CUS Orléans)
NOZERAN	T Botanique II (Orsay)	HUPE	Pétrographie
BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)	HOLLANDE	T Biologie générale
CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)	LIONS	T Analyse numérique
KAHANE	T Mathématiques (Orsay)	MAITTE	Chimie PCB
SAMUEL	T Mathémat. ENS féminines	MEYER	Physique propédeutique
KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)	NICOLAS	Géologie appliquée
THIRY	T Mécanique céleste	PANIGEL	Biologie générale
ABELES	Physique SPSCN	RAVIER	Pétrographie
AMAT	Physique PCB	ROSEAU	T Mécanique théorique des Fluides
AUBOIN	Géologie	ROUBINE	Electronique
Mme BENOIT-GUEUTAL	Physique Nucl. et radioacti- vité	SILBER	T Chimie P.C.B.
BOUGIS	Biologie marine (Villefranche/ Mer)	UEBERSFELD	T Electronique
		YVON	T Théories Physiques

LE SECRÉTAIRE GÉNÉRAL : R. POUILLAIN



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550210_0034

A Monsieur le Professeur R. LUCAS

*Directeur du Laboratoire des Recherches Physiques
à la Sorbonne,*

*en hommage reconnaissant pour l'autorisation qui
m'a été donnée de poursuivre mes travaux de recherche
dans ses laboratoires.*

Monsieur L. HERMANN

*Directeur Scientifique au Centre National de Recherches
Scientifiques,*

*j'exprime ma gratitude pour m'avoir suggéré ce travail et
guidé dans sa réalisation.*

Madame R. HERMANN

Astronome à l'Observatoire de Meudon ,

*j'ai l'honneur d'adresser ici mes remerciements sincères
pour la bienveillance qui m'a été témoignée dans ses
laboratoires.*

Je remercie Monsieur le Professeur SERVIGNE
et la Direction des Laboratoires Centraux de la Société L'AIR LIQUIDE
pour la facilité qui m'a été accordée de poursuivre mes travaux dans les
laboratoires et avec l'appui de cette Société.

Je remercie également mes collaborateurs pour
la sympathie qu'ils m'ont témoignée et l'aide qu'ils m'ont apportée.

A mes parents

A ma femme

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

A - Différents types d'arc utilisés	5
1 - Arcs sous atmosphère contrôlée	5
2 - Générateurs de plasma	5
3 - Générateurs de plasma «transférés»	8
4 - Mise en fonctionnement des générateurs de plasma	8
5 - Système d'injection	8
B - Dispositifs de mesures	10
1 - Mesures électriques	10
2 - Mesures spectrographiques	10

MECANISME DE FONCTIONNEMENT DES ARCS

A - Les domaines anodique et cathodique	15
1 - Transport du courant	15
2 - Bilan d'énergie	15
B - La colonne d'arc	20
1 - Propriétés thermodynamiques	20
2 - Méthodes de mesure de la température	22
3 - Résultats des mesures de température	29
4 - Transport du courant	39

ETUDE DU PROFIL DES RAIES SPECTRALES EMISES DANS UN ARC

A - Théorie de l'élargissement Stark	47
1 - Dans le champ uniforme	47
2 - Théorie statistique de Holtsmark	48
3 - Elargissement sous l'effet des collisions	49
4 - Théorie de Griem, Kolb et Shen	50
B - Elargissement des raies de l'argon dans le proche infrarouge	51
1 - Description des spectres	51
2 - Calcul des constantes Stark	54
3 - Influence de l'interaction de configuration	56
4 - Etude du contour des raies	59
C - Elargissement de la raie $\lambda(2^3P - 4^3D)$ de l'hélium	66
D - Observation des raies interdites des corps alcalins	70

CONCLUSION

I N T R O D U C T I O N

La décharge d'arc a fait l'objet de nombreux travaux de recherche. Elle est caractérisée par une faible chute de tension, une grande densité de courant et une température d'équilibre assez élevée, de l'ordre de plusieurs milliers de degrés. Les décharges d'arc sont, en général, relativement stables au point de vue géométrique, bien que les taches anodique et cathodique se déplacent. Depuis quelques années, on a cherché à stabiliser l'arc de manière à pouvoir l'utiliser comme source de chaleur importante, d'une façon plus maniable. Le premier type d'arc stabilisé est celui de GERDIEN; il éclatait entre deux électrodes qui se trouvaient dans un cylindre ouvert à ses deux extrémités; une arrivée d'eau était ménagée tangentiellement aux parois, l'eau vaporisée et dissociée s'échappait par les extrémités du cylindre. D'autres arcs ont été agencés de telle sorte que la colonne soit enfermée dans un cylindre de verre ou de quartz tournant à grande vitesse. Plus récemment, LORENZ, PETERS, MAECKER ont repris le principe de l'arc GERDIEN pour mesurer les températures. PETERS avait donné à l'appareil sa forme actuelle. Les températures obtenues dans les arcs à haute densité de courant sont de l'ordre d'une dizaine de milliers de degrés, et plus; dans l'arc de PETERS, on a noté environ 50.000°.

Ces arcs ont une application industrielle importante pour le soudage et le découpage sous atmosphère contrôlée; cependant, ils peuvent aussi servir comme source très intéressante pour l'étude de l'excitation de certains gaz dans les conditions où l'équilibre thermodynamique est pratiquement réalisé.

Le but de ce travail a été d'étudier les propriétés électriques et les caractères de l'émission lumineuse des plasmas d'arc.

J'ai calculé le bilan d'énergie aux électrodes et utilisé sa mesure en vue de déterminer la chute anodique.

Dans les plasmas d'arc à la pression atmosphérique, on considère qu'il existe un équilibre thermodynamique; les méthodes de mesure de température sont basées sur cette hypothèse.

J'ai effectué la détermination de la température pour quelques types d'arc et j'ai pu observer que les processus d'excitation par des atomes métastables ou la recombinaison radiative pouvait être à l'origine d'erreurs dans la mesure de la température.

La connaissance de la température et de sa répartition radiale dans une colonne d'arc permet d'effectuer le calcul de la conductivité électrique de cette colonne. J'ai comparé les valeurs calculées et mesurées, et constaté qu'il existe un écart entre celles-ci. J'ai pu étudier le profil des raies d'émission de l'argon et de l'hélium élargies par effet Stark. La connaissance de la densité électronique et de la température m'a permis de comparer les différentes théories d'élargissement des raies dans un plasma d'arc.

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

A - DIFFERENTS TYPES D'ARC UTILISES

J'ai utilisé, pour réaliser mes expériences, différents types d'arcs et de générateurs de plasma, suivant les mesures ou les observations que l'on désirait effectuer : arcs classiques sous atmosphère contrôlée, générateurs de plasma dans lesquels on pouvait observer, soit la partie éjectée de l'arc, soit la colonne d'arc. J'ai aussi utilisé des dispositifs permettant l'introduction de poudres dans l'arc ou dans le jet de plasma.

1 - ARCS SOUS ATMOSPHERE CONTROLEE -

Les arcs sous atmosphère contrôlée sont constitués (*Fig. 1*) :

- par une cathode en tungstène refroidie à l'eau,
- par une anode cylindrique en cuivre, également refroidie à l'eau.

On évite ainsi la détérioration trop rapide des électrodes et la présence en trop grande quantité de vapeurs métalliques dans la colonne d'arc. Autour de la cathode, est établi un courant gazeux qui maintient la colonne d'arc dans une atmosphère bien définie et que, seules, les vapeurs métalliques provenant des électrodes sont susceptibles de souiller. Un dispositif mécanique permet d'écarter les électrodes et de mesurer le champ électrique dans la colonne. On peut aussi, sans détériorer l'anode, obtenir des arcs d'une longueur variant de 1 à 10 cm, avec des intensités de courant de plusieurs centaines d'ampères.

2 - GENERATEURS DE PLASMA -

Le générateur de plasma (*Fig. 2*) est un appareil de forme cylindrique ayant à l'une de ses extrémités un petit orifice de quelques millimètres de diamètre duquel sort, quand l'appareil est en fonctionnement, un dard très lumineux de forme conique, d'une longueur de quelques centimètres et de quelques millimètres de diamètre. Ce dard très chaud qui ne touche pas les bords de l'orifice de sortie constitue « le jet de plasma » que l'on étudie. Dans ce générateur de plasma, mis au point dans les laboratoires de la Société L'AIR LIQUIDE, la cathode constituée par une tige de tungstène ou de carbone, est entourée par une anode cylindrique (*Fig. 2 C*) ne comportant, dans sa partie supérieure, qu'un petit orifice (*Fig. 2 A*) centré par rapport à la cathode (*Fig. 2 B*) pour laisser passer le jet de plasma. La cathode, refroidie par une circulation d'eau, est montée sur un support qui permet de la centrer par rapport à l'orifice anodique; de plus, autour de la cathode, une arrivée de gaz est ménagée, qui ne peut s'échapper que par l'orifice anodique et qui assure ainsi le soufflage de l'arc. L'anode est constituée par un cylindre de cuivre refroidi, formé de plusieurs pièces facilement démontables, dont la « tuyère » qui joue le rôle d'orifice anodique; celle-ci, qui est la seule pièce susceptible d'une usure notable, est refroidie énergiquement par un courant d'eau. L'anode est serrée par un écrou (*Fig. 2 E*) sur le support de la cathode; l'étanchéité et l'isolement électrique sont assurés par des joints. La tuyère doit pouvoir être changée facilement car elle possède différentes formes suivant le gaz à utiliser pour le soufflage de l'arc; elle peut s'user rapidement, particulièrement dans le cas de l'hydrogène.

Le débit du gaz était contrôlé au moyen de débitmètres permettant d'obtenir des mélanges gazeux de teneur connue que l'on injectait dans le générateur autour de la cathode (gaz primaire). Ce générateur de plasma permet de dissiper des puissances jusqu'à 12 kW.

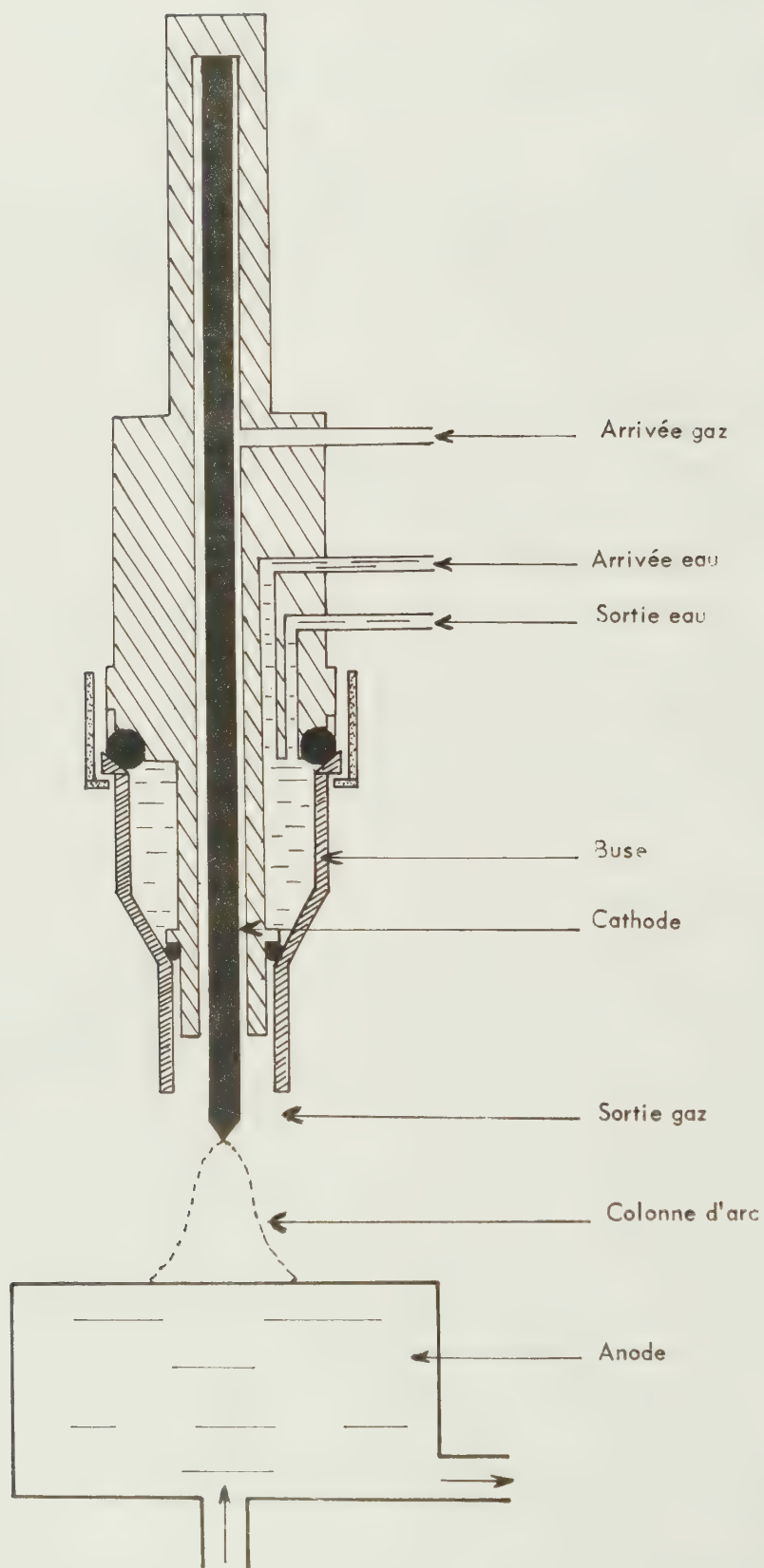


FIG. 1 - ARC SOUS ATMOSPHERE CONTROLEE

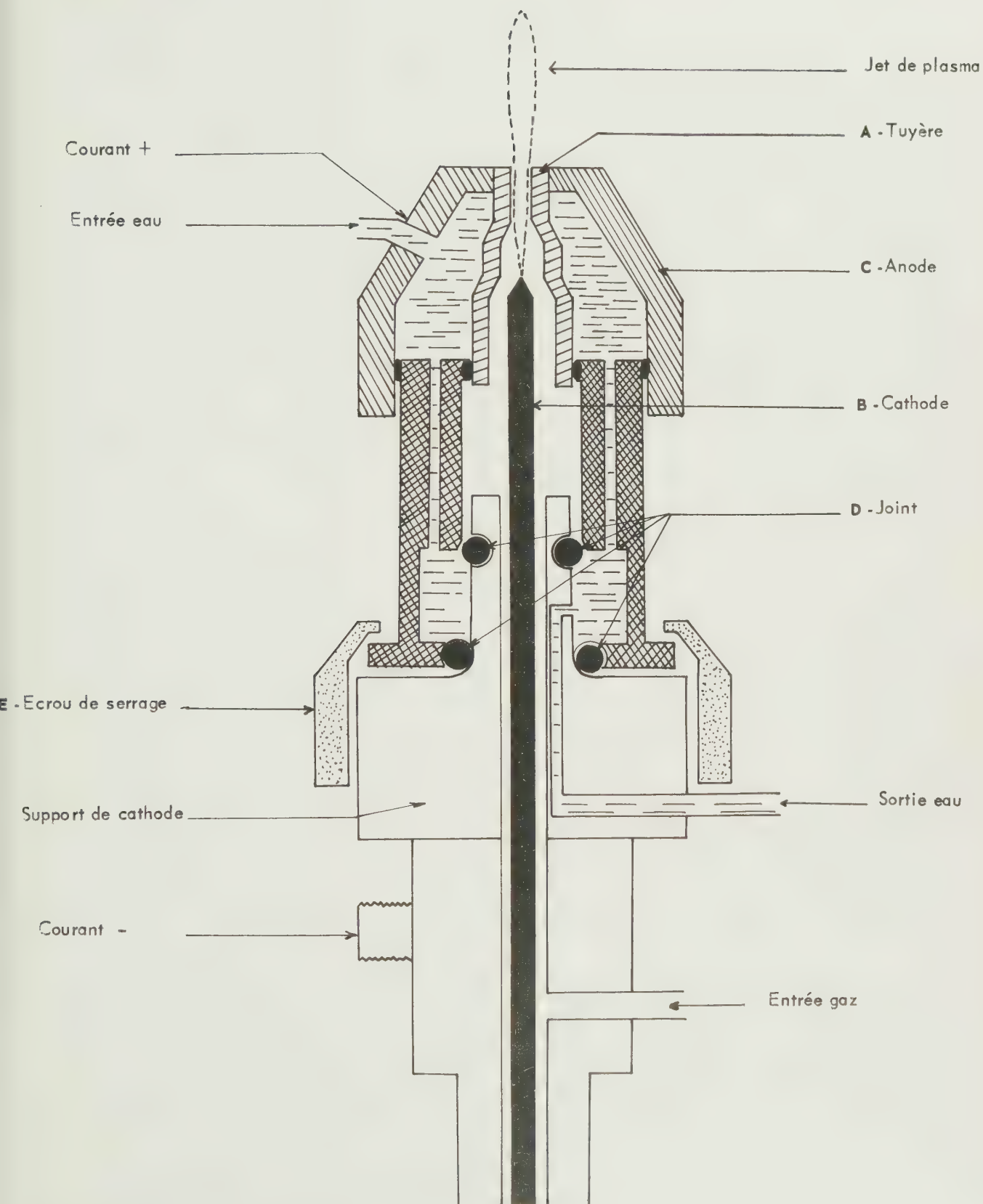


FIG. 2 - SCHEMA D'UN GENERATEUR DE PLASMA

3 - GENERATEUR DE PLASMA « TRANSFERE » - (Fig. 3)

J'ai également utilisé un système dit « de transfert » dans le but d'observer la colonne de plasma soufflée, avant son passage dans la tuyère anodique, et de pouvoir effectuer des mesures de champ électrique et des observations spectrographiques.

Le système de transfert est constitué par une chambre secondaire et une anode secondaire (Fig. 3 A) formant un ensemble qui s'adapte sur un générateur de plasma. La chambre secondaire qui permet l'observation de la colonne est un cylindre en quartz, serré entre deux plateaux métalliques; le plateau inférieur se visse sur l'extrémité de l'anode du générateur (anode primaire, Fig. 3 C), le plateau supérieur comporte en son centre une ouverture dans laquelle peut coulisser l'anode secondaire. Celle-ci est un cylindre refroidi en cuivre, muni d'une tuyère secondaire (Fig. 3 D) centrée avec la tuyère du primaire (Fig. 3 E). On peut assurer à l'anode secondaire un déplacement axial par rapport au générateur; celle-ci se déplace sans rotation, ce qui simplifie les problèmes de connection; de plus, cela évite de perturber la configuration du système dans le cas où le centrage n'est pas rigoureux.

On pouvait, avec cet appareil, avoir une colonne d'arc très stable et effectuer des mesures de champ électrique par déplacement de l'anode secondaire. La valeur du champ était sensiblement constante pour les déplacements de 0,5 à 30 mm. Il était possible également de mesurer la pression dans la chambre secondaire.

4 - MISE EN FONCTIONNEMENT DES GENERATEURS DE PLASMA -

La mise en marche d'un générateur de plasma se fait en amorçant une étincelle haute fréquence entre l'anode et la cathode et en envoyant en même temps un courant gazeux dans le générateur; à ce moment, on effectue la mise sous tension de l'appareil et l'arc s'amorce facilement grâce à la préionisation; on augmente ensuite le débit de gaz et l'intensité du courant de façon que le jet de plasma sorte par la tuyère anodique; il existe un débit gazeux minimal, qui dépend de la forme de la tuyère utilisée, au-dessous duquel le jet ne sort pas. Ce système d'amorçage, mis au point dans les Laboratoires Centraux de la Société L'AIR LIQUIDE, permet d'éviter la détérioration des électrodes qui se produit avec l'amorçage par court-circuit, et fournit un mode d'utilisation plus souple. La mise en fonctionnement du système transféré se fait en deux temps : tout d'abord, mise en marche du générateur, l'anode secondaire étant hors du circuit électrique, ensuite, mise sous tension de cette anode et isolement électrique de l'anode primaire du générateur; à ce moment, l'arc s'amorce sur l'anode secondaire, l'anode primaire n'ayant plus pour effet que de servir de diaphragme refroidi pour la colonne d'arc.

5 - SYSTEME D'INJECTION DANS LES GENERATEURS DE PLASMA -

J'ai utilisé divers modes d'injection pour introduire à différents niveaux de l'arc, des corps en suspension ou des solutions dans la colonne ou dans le jet de plasma. Le dispositif de mise en suspension de poudre a été construit dans nos laboratoires. Le mélange ainsi obtenu pouvait être injecté, soit à la sortie du jet de plasma, au moyen d'une ouverture disposée dans la tuyère, soit entre la cathode et l'anode, au moyen d'un dispositif spécial (Fig. 4). On pouvait aussi utiliser le mélange comme gaz primaire. Mais, dans ce cas, il fallait éviter la présence de composés oxygénés qui pouvaient provoquer une détérioration très rapide de la cathode.

Le courant utilisé était fourni, soit par des génératrices électriques pouvant débiter des intensités de courant de plusieurs centaines d'ampères, sous une tension de l'ordre de 70 volts, soit par un générateur à éléments redresseurs au silicium d'un usage beaucoup plus souple, puisqu'il permettait de disposer de tension à vide entre 70 volts et 280 volts, et des intensités de courant de 300 ampères, avec une puissance disponible de 20 kW.

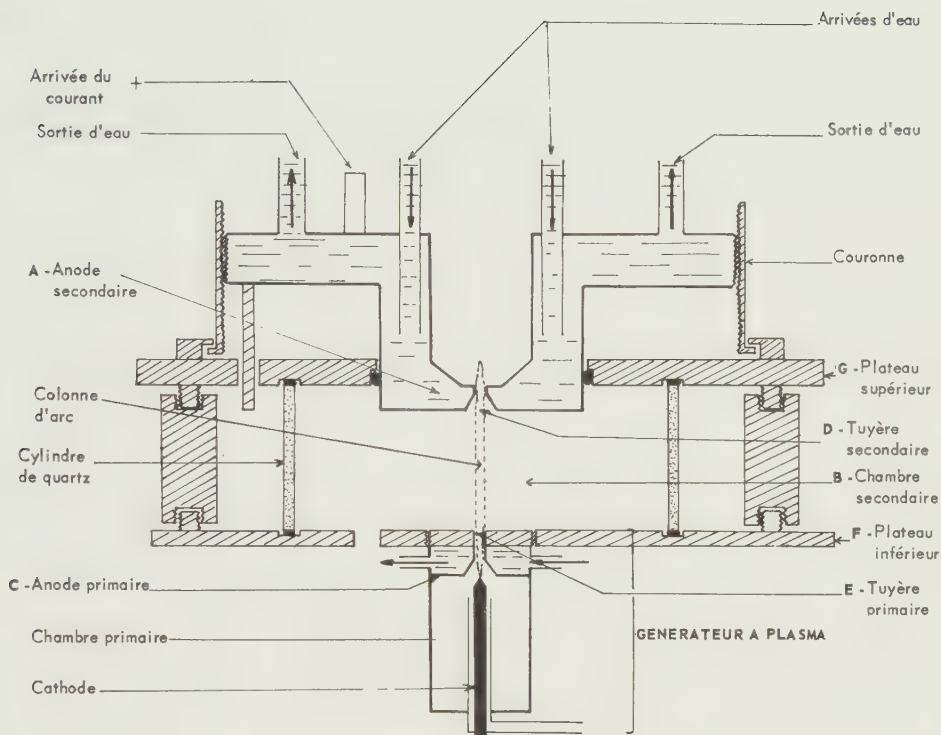
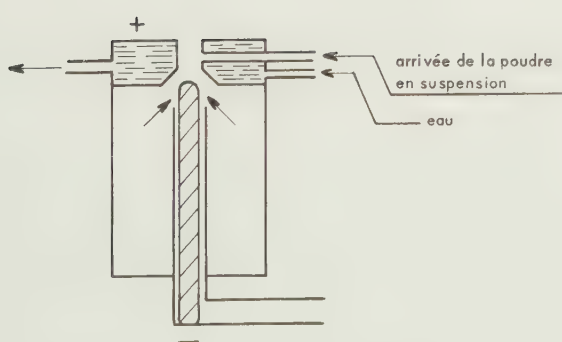
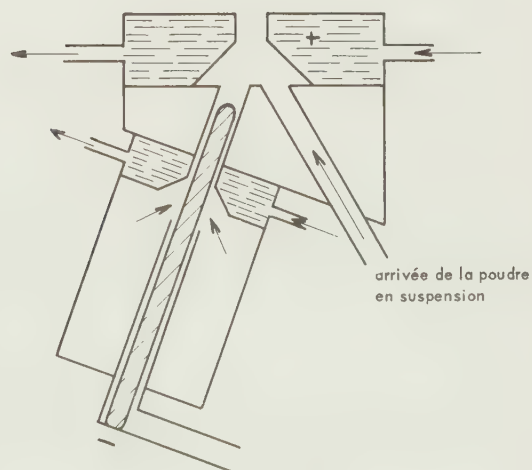


FIG. 3 - GENERATEUR DE PLASMA TRANSFERE



Générateur avec injection de poudre dans la tuyère



Générateur avec injection au niveau de la cathode

FIG. 4 - DISPOSITIFS D'INJECTIONS DANS UN GENERATEUR DE PLASMA

B - DISPOSITIFS DE MESURES

1 - MESURES ELECTRIQUES -

Les paramètres électriques déterminés sont l'intensité du courant, la tension aux bornes de l'arc et le champ électrique dans la colonne. On utilise pour ces mesures des voltmètres enregistreurs.

Le champ électrique est déterminé par la mesure de la variation de la tension aux bornes de l'arc avec la longueur de celui-ci, en conservant l'intensité constante.

La détermination de l'énergie perdue dans les circuits de refroidissement est faite de la façon suivante : on dispose d'un thermocouple différentiel qui mesure l'élévation de température de l'eau de refroidissement après son passage dans l'électrode.

La proportionnalité entre le courant débité par le thermocouple et l'élévation de température est déterminée par un étalonnage préalable. On a la possibilité d'enregistrer simultanément la tension aux bornes de l'arc, l'intensité et l'élévation de température dans les circuits de refroidissement anodique et cathodique. On utilise pour cela un appareil BEAUDOIN avec enregistrement sur papier photographique.

2 - OBSERVATIONS SPECTROGRAPHIQUES -

J'ai employé un spectrographe HILGER à prisme. Cet appareil comporte deux optiques, une en quartz et une en verre. Pour le prisme de quartz, la dispersion est de $2 \text{ \AA/mm}$ à $\lambda 2300 \text{ \AA}$ et $50 \text{ \AA/mm}$ à $\lambda 5000 \text{ \AA}$. Pour le prisme de verre, la dispersion est de $5 \text{ \AA/mm}$ à $\lambda 4000 \text{ \AA}$ et $25 \text{ \AA/mm}$ à $\lambda 7000 \text{ \AA}$.

Les plaques photographiques utilisées sont des plaques ILFORD sensibles de $7000 \text{ \AA}$ à $2200 \text{ \AA}$.

Pour l'étalonnage photométrique des plaques, j'ai utilisé un tube à décharge dans l'hydrogène donnant un fond continu dans l'ultraviolet et dont on connaît la courbe de répartition spectrale énergétique.

Pour le visible, j'ai utilisé une lampe à filament de tungstène ayant une température de couleur de 2.300°K . J'ai aussi employé le cratère positif de l'arc au carbone [1] comme source étalon de photométrie. Cet arc entre deux électrodes de carbone placées à 90° se trouve dans une enceinte transparente à l'ultraviolet. On évite l'usure rapide des électrodes et la présence des bandes de cyanogène en faisant circuler un faible débit d'argon dans cette enceinte.

La tache positive est à une température de 3800°K et le rayonnement de corps noir permet de faire les mesures photométriques jusqu'à $3000 \text{ \AA}$; plus loin dans l'ultraviolet, on utilise le fond continu de la lampe à hydrogène.

Pour tracer les courbes caractéristiques des plaques photographiques, j'ai utilisé un filtre à 7 échelons de densités connues. On peut alors atténuer la lumière d'une des sources

de référence ci-dessus dans des rapports connus et déterminer les courbes caractéristiques du noircissement de la plaque en fonction de l'éclairement.

La connaissance de la distribution spectrale énergétique des lampes de référence permet de faire l'étalonnage du noircissement des émulsions en fonction de la longueur d'onde.

Pour l'étude de l'émission dans l'infra-rouge, j'ai utilisé un monochromateur du type PFUND de 2 m de distance focale. Le récepteur est une cellule photo résistante au sulfure de plomb refroidie par la neige carbonique; un filtre infrarouge élimine le rayonnement de longueur d'onde inférieur à 8000 Å. Le signal électrique est enregistré sur un millivoltmètre MECI [28].

MECANISME DE FONCTIONNEMENT DES ARCS

A - LES DOMAINES CATHODIQUE ET ANODIQUE

1 - TRANSPORT DU COURANT -

L'étendue des domaines cathodique et anodique est petite par rapport à celle de la colonne et leur chute de tension relativement faible par rapport à celle des décharges lumineuses normales; de plus, les arcs sont en général caractérisés par l'équilibre thermique et la quasi-neutralité. Le mécanisme de transport du courant au niveau de la cathode est très complexe. Le courant peut être transporté par les électrons, les ions ou par les deux conjointement; de plus, il faut expliquer l'origine des porteurs de charge nécessaires pour assurer les densités de courant observées dans la région cathodique.

Les principaux modes d'extraction des électrons de la **cathode** sont : l'émission thermoionique, l'effet photoélectrique, l'émission secondaire par bombardement ionique et l'émission sous l'action d'un champ électrique. L'émission thermoionique paraît insuffisante dans certains cas pour expliquer les densités de courant obtenues; au moyen de la formule de DUSHAM, on trouve, pour les métaux portés au point de fusion, des densités de quelques centaines d'ampères par cm^2 . Suivant RAMSBERG on peut, dans certains cas, expliquer l'origine de fortes densités de courant par l'émission thermoionique, non plus du métal en fusion, mais du métal porté à l'ébullition; on peut obtenir alors des densités de l'ordre de 10^5 A/cm^2 . Mais on observe des densités de 10^6 A/cm^2 .

L'émission, sous l'effet d'un champ, a été étudiée par MAC KEOWN [3], RAMSBERG [2], SEELIGER [4].

Selon un tel processus, il faudrait atteindre des densités de courant supérieures à 10^7 A/cm^2 pour que le courant électronique soit bien supérieur au courant ionique; pour des densités plus faibles, il faudrait expliquer l'origine des ions qui devraient être en très grand nombre et constituer les principaux porteurs de charge dans la région cathodique.

Selon ECKER [5], un mécanisme combinant l'effet thermoionique et le champ électrique pourrait être satisfaisant pour des densités dépassant 10^5 ampères/ cm^2 . ECKER a aussi étudié le processus d'une émission sous l'influence de champ ionisant, qui serait satisfaisant pour des densités de l'ordre de 10^6 A/cm^2 ; cependant, l'ionisation par champ ou par choc électronique demanderait des densités électroniques trop élevées, c'est-à-dire supérieures à la limite imposée par le mécanisme de l'émission thermoionique et par champ. En considérant l'ionisation thermique à une température de 6000°K , on peut expliquer l'origine des ions nécessaires à la réalisation du processus d'extraction.

Dans le domaine **anodique**, compte tenu des densités de courant beaucoup plus faibles, les phénomènes concernant le transport des charges sont moins complexes et il suffit de ne considérer que l'ionisation purement thermique.

2 - BILAN ENERGETIQUE AUX ELECTRODES -

a) Processus d'échange d'énergie

Il est possible de déterminer les processus d'échange d'énergie au niveau des électrodes; j'ai étudié le bilan de ces échanges et calculé quelle en est la résultante au point de vue thermique. ECKER [6] a fait une synthèse des processus pouvant se manifester.

Les électrodes peuvent **gagner** de l'énergie de différentes façons :

- les particules accélérées dans le champ de charge d'espace acquièrent une certaine énergie qu'elles restituent en partie à l'électrode qu'elles rencontrent : $W = a J V$

a = coefficient d'accommodation

V = chute de tension dans la zone de charge d'espace

J = densité du courant

- les électrodes peuvent aussi capter l'énergie de neutralisation des particules qui viennent les frapper. Dans ce cas, il faut retrancher l'énergie nécessaire à l'extraction d'un électron : $W = J (V_i - \phi)$

V_i = énergie d'ionisation

ϕ = travail de sortie de l'électron

- d'autres processus sont aussi susceptibles de fournir de l'énergie aux électrodes : la condensation des particules, les réactions chimiques possibles au niveau des électrodes, la radiation de la colonne ou des électrodes voisines, la conduction des gaz chauds
- il faut aussi considérer l'effet Joule.

D'un autre côté, les électrodes peuvent **perdre** de l'énergie par les processus suivants :

- l'extraction des particules chargées qui nécessite la puissance suivante :

$$W = J \phi$$

- la vaporisation de matière, la conduction avec le milieu voisin et les pertes dues aux réactions chimiques superficielles
- la radiation.

Certaines de ces pertes (ou gains) seront caractéristiques d'une électrode; par exemple, les pertes par extraction d'électrons ne seront à prendre en considération que pour la cathode; de même, les réactions chimiques dépendront de la nature du gaz dans lequel se trouve l'arc; quant à l'effet Joule, il dépendra fortement de la nature et de la forme des électrodes.

b) Bilan d'énergie

Considérons le bilan au niveau de chacune des électrodes :

- **Pour la cathode**, les gains proviennent :

- 1) de l'arrivée des ions; on peut les mettre sous la forme

$$J_{c(+)} \left[a V_c + V_i - \phi \right] \quad (1)$$

où V_c est la chute cathodique

V_i le potentiel d'ionisation du gaz

ϕ le potentiel d'extraction des électrons

- 2) de l'effet Joule $R_c I^2$

- 3) et un terme W_1 comprenant l'énergie gagnée par conduction, radiation et réactions chimiques.

Les pertes proviennent de l'extraction d'électrons; elles ont la valeur $J_{c(-)} \phi$, plus un terme W_2 comprenant les pertes dues aux réactions chimiques et au rayonnement, et un terme W_3 dû au circuit de refroidissement. On peut alors écrire le bilan

$$J_{c(+)} \left[aV_c + V_i - \phi \right] + R_c I^2 = J_{c(-)} \phi + W_2 - W_1 + W_3 \quad (2)$$

et en tenant compte de la relation
$$\frac{J_{c(+)}}{J_{c(-)}} = \frac{1-f}{f} \quad (3)$$

on peut écrire

$$R_c I^2 + J \left[-f \phi + (1-f) (aV_c + V_i - \phi) \right] = W_3 + W_2 - W_1 \quad (4)$$

- **Pour l'anode**, les gains proviennent de l'arrivée des électrons, $J_{a(-)} (V_a + \phi)$, de l'effet Joule $R_a I^2$ et de W'_1 représentant les gains provenant du rayonnement, des réactions chimiques et de la conduction.

Les pertes se mettent sous la forme de plusieurs termes : W'_2 perte de matière et par rayonnement, W'_3 pertes dans le circuit de refroidissement.

On pourra alors écrire le bilan pour l'anode :

$$J_{a(-)} (V_a + \phi) + R_a I^2 + W'_1 = W'_2 + W'_3 \quad (5)$$

Dans ces équations de bilan, il est intéressant de grouper les termes qui sont explicités en fonction des densités de courant. Il est possible d'effectuer des expériences dans des conditions telles que certaines pertes prennent une importance considérable permettant de négliger les autres. Par exemple, le fait de faire fonctionner l'arc dans une atmosphère inerte permet de supprimer l'influence des réactions chimiques au niveau des électrodes. L'utilisation d'électrodes de dimensions et de composition appropriées peuvent diminuer fortement l'effet Joule; l'anode peut avoir une résistance très faible. Lorsque les électrodes sont refroidies, les pertes par conduction augmentent considérablement; il est possible d'envisager un montage où la plus grande partie de l'énergie reçue par l'anode est perdue dans le circuit de refroidissement. Ainsi, à condition de garder des intensités de courant suffisamment petites pour que le circuit de refroidissement puisse évacuer la plus grande partie de l'énergie, compte tenu d'une résistance anodique très faible, on peut mettre le bilan anodique sous la forme simplifiée :

$$J_{a(-)} (V_a + \phi) = W'_3 \quad (6)$$

Alors que pour l'anode, l'énergie gagnée peut être utilisée dans des mécanismes secondaires (fusion et rayonnement), il n'en est pas de même pour la cathode. L'énergie reçue par celle-ci est utilisée pour l'extraction des électrons nécessaire au mécanisme de l'arc. La seule possibilité serait de récupérer l'énergie dépensée pour la perte de matière, le rayonnement, ainsi que pour l'effet Joule dans le circuit cathodique.

On peut écrire le bilan cathodique sous la forme suivante :

$$RI^2 + CI = W_3 \quad (7)$$

On fait ainsi apparaître un terme du second degré en I caractéristique de la résistance cathodique, et un terme linéaire en I caractéristique de la décharge.

A partir de ces équations de bilan, la connaissance des pertes par refroidissement permet-elle de déterminer certaines caractéristiques de la décharge ? Pour l'anode, l'équation doit permettre de mesurer la chute anodique. Pour la cathode, il est plus difficile de déterminer un des paramètres de la décharge.

c) Mesure du bilan d'énergie

Les expériences réalisées se rapprochent assez bien des conditions théoriques; l'arc éclatait dans une atmosphère d'argon entre une électrode de tungstène et une anode de cuivre refroidie; les déterminations ont été effectuées pour des intensités de courant de 100 à 400 ampères. On élimine les gains dus au rayonnement de l'arc par l'étude de W_3 en fonction de la longueur de la colonne.

Pour l'anode, les résultats sont donnés sur la Fig. 5 et satisfont à la relation :

$$W_3' = -A + BI$$

où A est de l'ordre de 1 kW et B est de 12 V

En admettant $B = V_a + \phi$ pour une anode en cuivre, on peut en déduire une valeur de V_a de l'ordre de 8 volts.

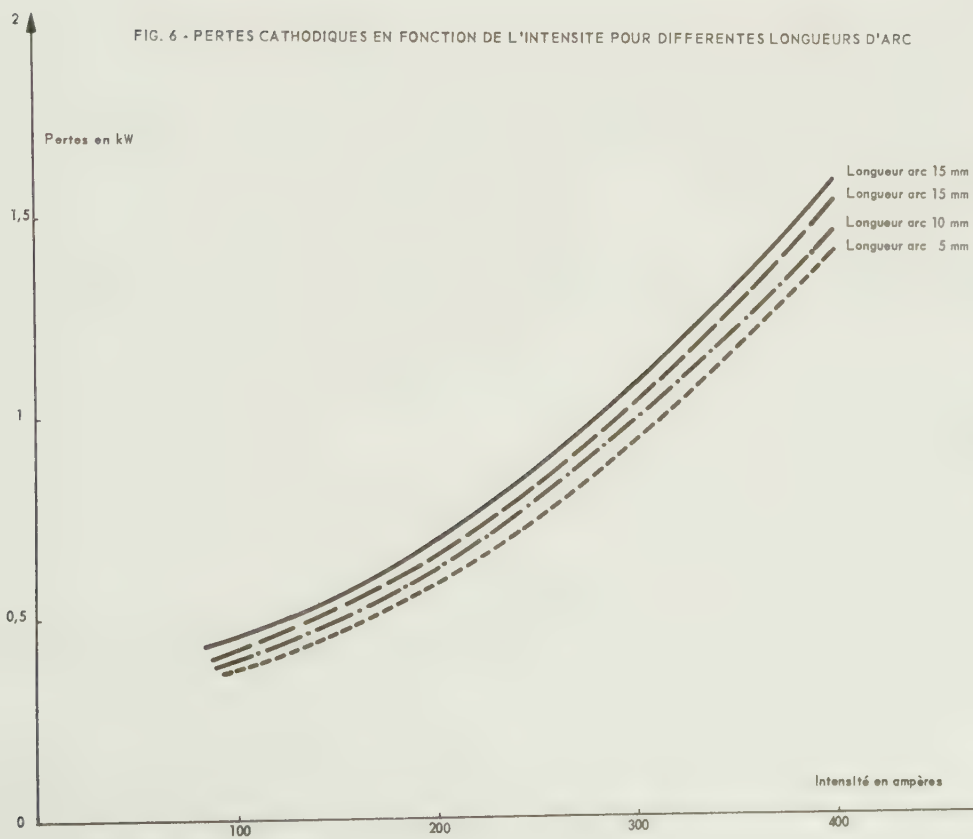
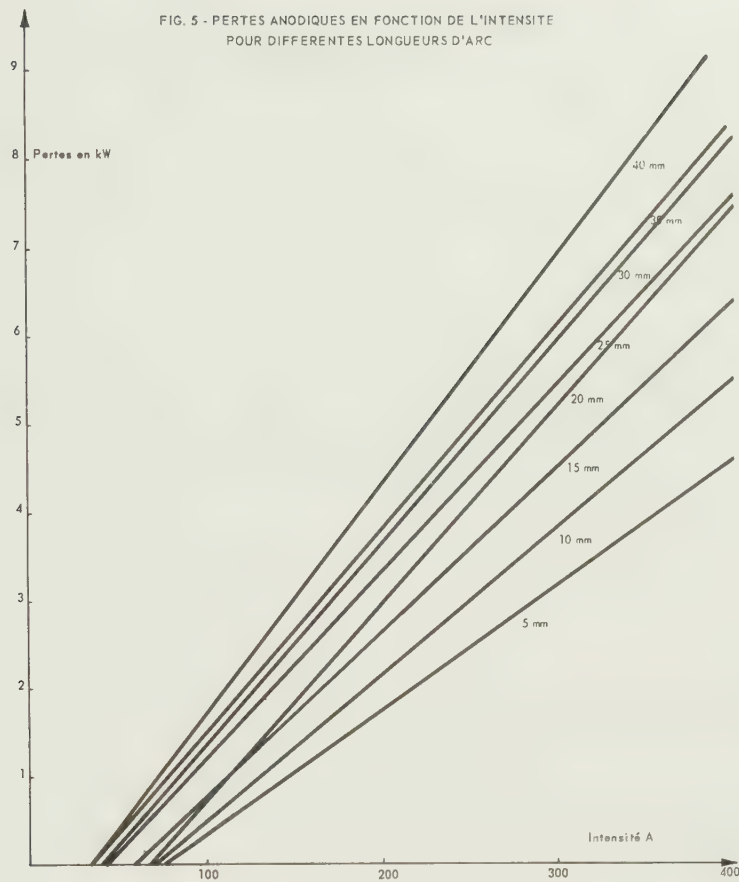
Le paramètre A correspond aux pertes qui se produisent par refroidissement de l'anode par le milieu ambiant et qu'on ne recueille pas dans le circuit de refroidissement.

Pour la cathode, nous pouvons mettre W_3 sous la forme

$$W_3 = R_c I^2 + CI \quad (\text{Fig. 6})$$

R est de l'ordre de $6,6 \cdot 10^{-3}$ ohms; le terme C est assez petit, de l'ordre de quelques dixièmes de volts; son interprétation n'est guère simple, étant donné le nombre de phénomènes qu'il fait intervenir. R mesuré par une méthode directe est d'environ $7 \cdot 10^{-3}$ ohms.

J'ai aussi mesuré l'énergie reçue par le circuit anodique pour une torche à jet de plasma d'argon. Ici, le paramètre B est de l'ordre de 10,5 V ce qui donne une chute anodique de 6 V.



B - COLONNE DE L'ARC

1 - PROPRIETES THERMODYNAMIQUES -

a) Equilibres

Dans la colonne de l'arc, on trouve un mélange de molécules, d'atomes neutres, d'ions et d'électrons. On associe à chacune des particules une certaine température d'après leur énergie. A la pression atmosphérique, les échanges entre les atomes sont tels que l'on peut considérer qu'ils ont tous une même température, égale à la température du gaz. Par contre, la température des électrons est différente de celle des autres particules. On peut estimer dans quelle mesure l'équilibre est atteint. L'énergie des électrons est due au champ électrique dans la colonne; la présence en grand nombre des particules lourdes rend possible la transformation de cette énergie. Considérons les échanges entre électrons et atomes :

soit E le champ électrique, T_e , T_g les températures électronique et de gaz, et $\Delta T = T_e - T_g$.

La différence d'énergie moléculaire sera $\Delta W = \frac{3}{2} K \Delta T$.

Entre deux chocs, les électrons cèdent aux atomes l'énergie : $\alpha \Delta W$ (où α est un coefficient d'échange de l'ordre du rapport des masses des particules considérées) et acquièrent l'énergie :

$$\Delta W' = \frac{(eE)^2}{m_e} \frac{e^2}{V_e^2}$$

En écrivant la condition $\Delta W' = \alpha \Delta W$, nous aurons l'ordre de grandeur de l'écart de température; dans les conditions expérimentales utilisées ici, il est en général assez faible, de l'ordre de 1 %; ceci n'est pas valable au voisinage des électrodes.

On peut aussi admettre une neutralité du plasma car, seule, la diffusion rapide des électrons pourrait la détruire. Or, celle-ci n'est importante que pour de faibles densités électroniques de l'ordre de 10^9 cm^{-3} , alors que les densités sont ici de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} .

Dans ce qui suit, je fais les hypothèses suivantes :

- neutralité locale : $n_i = n_e$
- équilibre thermique : $T_{\text{elec}} = T_{\text{ion}} = T_{\text{gaz}}$
- loi des gaz parfaits : $P = NkT$
où $N = n_o + n_i + n_e$

On pourra aussi utiliser, pour l'équilibre entre les particules neutres et chargées, l'équation d'EGGERT-SAHA :

$$\frac{n_e n_i}{n_o} = 2 \frac{Z_i}{Z_o} \frac{(2 \pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp \left(-\frac{E_i}{kT} \right) \quad (8)$$

n_i , n_e , n_o - densités des ions, des électrons et des atomes neutres

Z_i , Z_o - sommes d'état pour les ions et électrons

E_i - potentiel d'ionisation

T - température d'équilibre

Cette loi n'est valable que pour un gaz pur et la première ionisation du gaz; de plus, lorsque la densité électronique devient trop grande, il faut tenir compte de l'influence des microchamps sur le potentiel d'ionisation qu'il faut alors diminuer de

$$\Delta E_i \neq 7.10^{-7} (n_e)^{1/3}$$

b) Composition d'un plasma en fonction de la température

J'ai calculé la composition de plasmas de gaz purs ou de mélanges gazeux. Les calculs sont en général assez longs pour les mélanges gazeux, surtout dans le cas d'ionisation multiple. Certains auteurs [7] ont donné des formules permettant de connaître la composition d'un plasma lorsque certains composants du mélange sont en quantité très faible, ou lorsque leur potentiel d'ionisation est suffisamment élevé pour qu'ils ne participent que faiblement à l'ionisation.

Cependant, lorsque l'on doit prendre en considération tous les constituants du mélange et que la participation de chacun d'eux à l'ionisation est du même ordre de grandeur, les calculs sont plus complexes. Pour une détermination suffisamment précise, sans utiliser les calculatrices électroniques, il est intéressant d'utiliser des méthodes graphiques qui sont assez rapides et simples. J'ai effectué le calcul pour un plasma composé de la façon suivante : 2 % d'hydrogène, 24 % d'hélium, 74 % de néon. Dans ce mélange, chacun des constituants participe de façon notable à l'ionisation, et ceci dans un grand intervalle de température.

Si l'on se limite à la première ionisation, ce qui, jusqu'à 25.000°K n'introduit pas d'erreur notable, les équations générales sont les suivantes :

$$N(T) = \sum_k n_k^o + \sum_k n_k^+ + n_e \quad (9)$$

$$n_e = \sum_k n_k^+ \quad (10)$$

$$\frac{n_e n_k^+}{n_k^o} = S_k(T) \quad (11)$$

$$2 n_k^+ + n_k^o = \alpha_k N(T) \quad (12)$$

$N(T)$ nombre total de particules dans 1 cm^3 à la température T

n_k^0, n_k^+ densité des atomes neutres et des ions du constituant k

$S_k(T)$ expression de SAHA pour le constituant k

α_k pourcentage du constituant k dans le mélange initial

La résolution directe de ces équations étant assez longue, nous avons préféré utiliser la méthode suivante. La relation(11) peut s'écrire :

$$\frac{n_e n_k^+}{\alpha_k N(T) - 2 n_k^+} = S_k(T) \quad (13)$$

$$\text{d'où} \quad n_k^+ = \frac{S_k(T) \alpha_k}{n_e + 2 S_k(T)} \quad (14)$$

Dans ces équations, tous les paramètres, sauf n_e et n_k^+ sont connus et peuvent être tabulés en fonction de la température. On peut donc tracer les courbes $n_k^+ = f(n_e)$ et $\sum_k n_k^+ = g(n_e)$.

La deuxième équation donne la valeur de n_e pour $g(n_e) = n_e$ et l'on en déduit immédiatement toutes les valeurs de n_k^+ .

Il n'est pas nécessaire de tracer les courbes dans un grand domaine; en général, trois points suffisent à encadrer de façon assez proche la valeur utile.

Les courbes (Fig. 7 à 10) donnent la composition de quelques plasmas en fonction de la température.

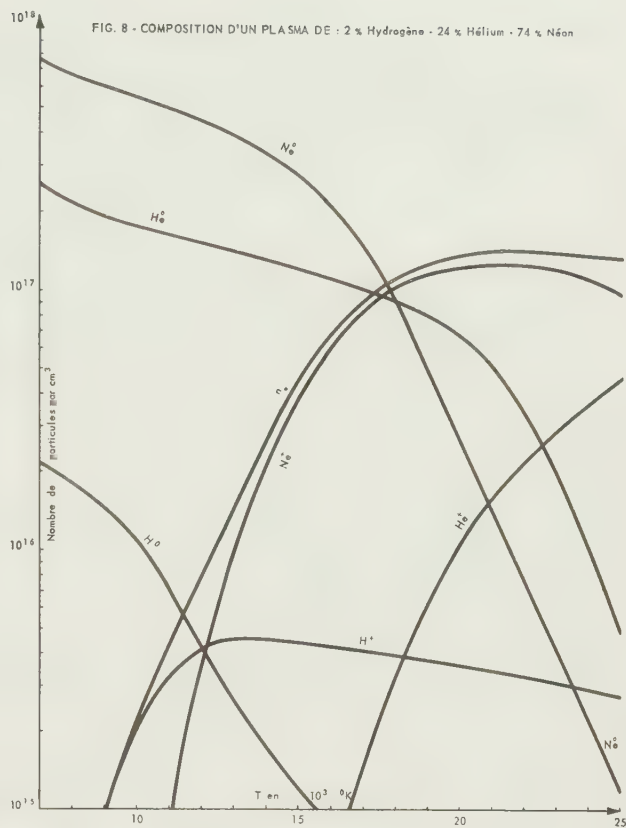
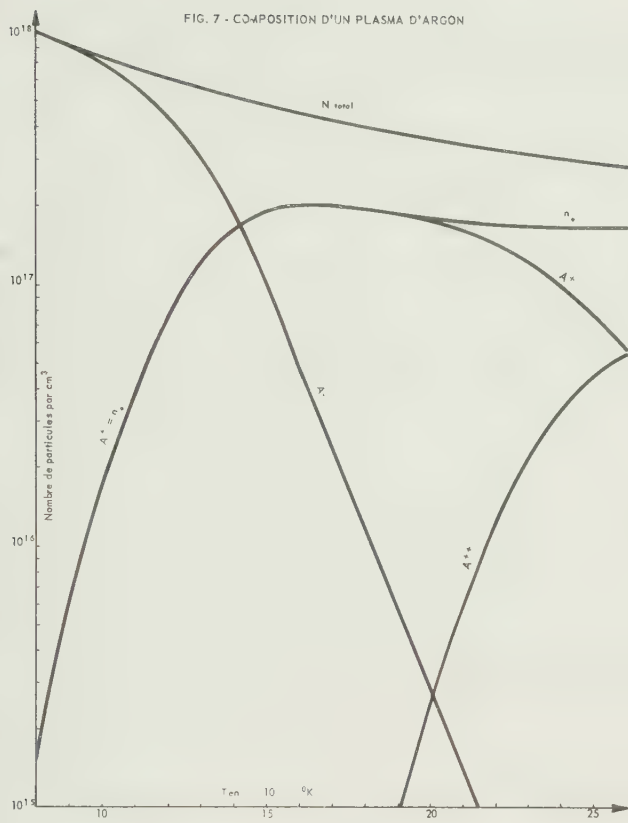
2 - METHODES DE MESURE DE LA TEMPERATURE -

La détermination de la température constitue un problème important dans l'arc. Dans la colonne d'un arc, on admet qu'il existe un équilibre des températures d'ionisation, d'excitation et électronique. On a :

$$T_{\text{elec}} \simeq T_{\text{exc}} \simeq T_{\text{ion}}$$

De plus, on doit tenir compte de l'existence dans les arcs d'une répartition radiale de température qui peut varier de quelques milliers de degrés à environ 20.000°K . On peut déterminer la température par la mesure :

- des intensités de raies des atomes neutres ou ionisés,
- de la distribution radiale des intensités,
- de la répartition de l'intensité des raies de rotation des bandes moléculaires,
- de la densité électronique et l'utilisation de l'équation de SAHA.



a) Raies atomiques

Le plasma à une température T contiendra des molécules, des atomes et des ions en équilibre thermodynamique. La loi de répartition de BOLTZMANN donne la distribution de la population sur les différents niveaux excités :

$$n_{r,m} = \frac{n_r g_{r,m}}{Z_r} \exp [- E_{r,m}/kT] \quad (15)$$

r indice relatif à l'état d'ionisation de l'atome
 $r = 0, 1 \dots$ pour l'atome neutre, une fois ionisé, etc. $\dots$
 $n_{r,m}$ population du niveau m
 n_r densité des atomes d'espèce r
 $g_{r,m}$ poids statistique du niveau m
 $E_{r,m}$ énergie du niveau mesurée à partir de la limite d'ionisation
 Z_r somme d'état pour l'atome r

Si l'on considère la transition d'un atome se trouvant à un niveau d'énergie $E_{r,m}$ vers un niveau inférieur d'énergie $E_{r,n}$, le coefficient d'émission de la raie est :

$$i_{m,n} = \frac{1}{4\pi} A_n^m n_{r,m} h \nu_{m,n} \quad (16)$$

où

A_n^m est la probabilité de la transition spontanée $m \rightarrow n$

$\nu_{m,n}$ la fréquence de la raie

En tenant compte des relations (15) et (16), l'intensité de la raie émise dans une colonne de $\ell \text{ cm}^3$ et de longueur ℓ est :

$$I_{m,n} = \frac{1}{4\pi} A_n^m \frac{n_{r,m} g_{r,m}}{Z_r} h \nu_{m,n} \ell \exp [- E_{r,m}/kT] \quad (17)$$

Si l'on connaît la probabilité de la transition et la concentration des atomes, il est possible de déterminer la température à partir de l'intensité absolue d'une raie. Cependant, les mesures d'intensité absolue sont souvent difficiles; il est plus simple d'utiliser les intensités relatives. Dans ce cas, le rapport d'intensité de deux raies d'un atome dans le même état d'ionisation, émises dans un volume identique, est :

$$\frac{I_a}{I_b} = \frac{A_a g_a \nu_a}{A_b g_b \nu_b} \exp [-(E_a - E_b)/kT] \quad (18)$$

La connaissance des probabilités de transition et de la différence d'énergie des niveaux supérieurs permet alors le calcul de la température.

On peut, dans certains cas, utiliser la répartition de l'intensité pour plusieurs raies. En effet, la formule (17) donne :

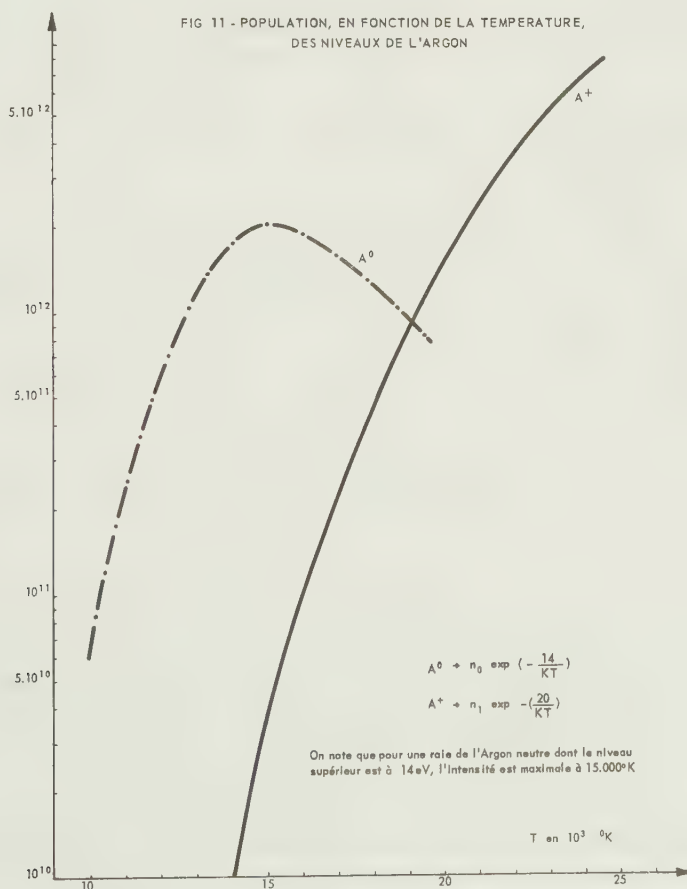
$$\text{Log}_e \left[\frac{I_{m,n}}{A_n^m g_{r,m} v_{m,n}} \right] = - \frac{E_{r,m}}{kT} + \text{Log}_e \left[\frac{n_r h \ell}{4 \pi Z_r} \right] \quad (19)$$

Si on porte en ordonnées le Log et en abscisses $E_{r,m}$, on obtient une droite dont la pente est proportionnelle à $-\frac{1}{T}$

On peut aussi déterminer la température en considérant le rapport d'intensité des raies de l'atome neutre et de l'atome ionisé. Dans ce cas, intervient dans la formule le rapport n_i/n_0 . Pour simplifier la détermination, on peut tracer les courbes de variation des intensités des raies utilisées en fonction de la température.

b) Distribution radiale des intensités

On mesure la température en certains points de l'arc en étudiant la variation en fonction de la distance au centre de l'intensité des raies des atomes ou des ions présents. Cette méthode utilisée par MAECKER est basée sur la recherche des maximums d'intensité.



Lorsque l'on suit l'intensité d'une raie en fonction de la température, on constate qu'elle passe par un maximum, dû principalement à la décroissance de la densité des atomes émetteurs. A partir d'une certaine température, celle-ci devient prépondérante par rapport à la variation du facteur de BOLTZMANN (Fig. 11).

Sur les courbes donnant la composition d'un plasma, on voit, à partir d'une certaine température, la densité des atomes neutres décroître très rapidement, alors que l'ionisation s'intensifie; de même, la densité des ions simples croît, passe par un maximum, puis décroît quand la deuxième ionisation est suffisamment importante. Si, dans une colonne d'arc, la température atteint une valeur assez grande (plusieurs dizaines de milliers de degrés), on peut observer les maximums des intensités des raies de l'atome neutre et de l'ion, en certains points de la colonne, et connaître immédiatement la température en ces points. Cependant, cette méthode ne s'applique que dans certaines conditions : la température maximale doit être suffisamment élevée pour des atomes à fort potentiel d'ionisation ou alors, on doit avoir dans la colonne des atomes facilement ionisables. Il suffit pour cela d'introduire dans le gaz principal des corps facilement ionisables. Il faut cependant tenir compte du fait que le potentiel effectif d'ionisation du mélange est fortement affecté par la présence de ces atomes; on doit donc déterminer le potentiel effectif d'ionisation du mélange pour étudier la répartition des densités des divers constituants, ou alors se limiter à de faibles quantités de ces corps.

c) Intensité des spectres moléculaires

L'observation des spectres moléculaires a lieu dans les régions périphériques plus froides de la colonne d'arc. On pourra déterminer la température à partir, soit de la répartition de l'intensité des raies de rotation d'une même bande, soit de la répartition de la population sur les niveaux de vibration pour une même transition électronique.

Pour un état de vibration donné, la population des niveaux de rotation n_J est proportionnelle au facteur de BOLTZMANN

$$n_J = \frac{N}{Q_r} [2J + 1] \exp [- B J (J + 1) hc / k T] \quad (20)$$

Q_r étant la somme d'état de rotation

B , la constante de rotation

J , le nombre quantique de rotation

L'intensité des raies de rotation est donnée par

$$I_{J',J''} = \frac{c v^4}{Q_r} (J' + J'' + 1) \exp [- B'' J'' (J'' + 1) hc / k T] \quad (21)$$

Pour un état de vibration donné, le facteur v^4 varie très peu avec J''

J'' , J' étant les nombres quantiques de rotation des niveaux respectivement supérieurs et inférieurs.

En représentant graphiquement la valeur

$$\text{Log} \left[\frac{I_{J',J''}}{J' + J'' + 1} \right] = \text{Log} \left[\frac{c v^4}{Q_r} \right] - B'' J'' (J'' + 1) hc / k T \quad (22)$$

en fonction de $J'' (J'' + 1)$

on obtient une droite de pente $-\frac{hc}{kT}$. On peut aussi déterminer la température en connaissant la raie de rotation d'intensité maximale.

En dérivant la formule (20) par rapport à J , on obtient

$$J_m = \sqrt{\frac{kT}{2Bhc}} - \frac{1}{2} \quad (23)$$

J_m étant le nombre quantique de rotation correspondant à ce maximum. Ceci constitue une méthode de détermination rapide de la température.

d) Densité électronique

Une autre méthode consiste à déterminer la densité électronique. L'équation de SAHA permet alors d'en déduire la température. On peut connaître la densité électronique N_e par l'étude de l'élargissement des raies de l'hydrogène. La théorie de l'effet STARK permet de calculer les largeurs et les profils de ces raies en fonction du champ interatomique moyen F_o .

$$F_o = 2,61 e N_e^{2/3}$$

Dans le cas d'un plasma d'hydrogène pur, on peut aussi déterminer la densité électronique en considérant la dernière raie visible de la série de BALMER. La formule d'INGLIS et TELLER donne la valeur de la densité électronique en fonction du nombre quantique n_m du niveau initial de cette raie [8]

$$\log n_e = 23,26 - 7,5 \log n_m$$

ECKER [9] a effectué le calcul de n_m d'une façon différente et cherché la solution de l'équation de Schrödinger dans le cas d'un électron se déplaçant dans un champ de Debye. Il obtient alors pour le nombre quantique maximal possible la valeur suivante :

$$(n_m)^2 a_0/Z \ll D \quad \text{où } D, \text{ le rayon de Debye est donné par}$$

$$D = [kT/4 ne^2 (1+Z)]^{1/2}$$

où a_0 , le rayon de Bohr Z , la charge du noyau.

e) Précision des mesures

L'utilisation des spectres moléculaires se fera dans les régions moins chaudes de l'arc; les spectres atomiques seront utilisés dans toute la zone de température supérieure à quelques milliers de degrés. On considère successivement les raies d'atomes neutres, d'ions, etc.... La détermination à partir de la densité électronique n'est sensible qu'au-delà de 9000°K pour l'hydrogène car, en dessous, les densités électroniques sont relativement basses et les élargissements correspondants trop faibles pour être mesurés; il faudrait alors tenir compte de l'effet DOPPLER et de la largeur instrumentale. Dans le cas des mesures des intensités de raies, la précision dépend des raies choisies; en effet, considérons le rapport R de l'intensité de deux raies, on obtient :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{kT}{E_a - E_b} \frac{\Delta R}{R}$$

A la température de 12.000°K, pour deux raies dont les niveaux supérieurs sont séparés de 0,2 eV, une erreur de 5 % sur l'intensité entraîne une erreur de 50 % sur l'évaluation de la température. On a donc intérêt à choisir des raies à niveaux supérieurs éloignés ou à utiliser la méthode de comparaison des raies d'atomes neutres et ionisés.

f) Répartition radiale

On sait qu'il existe dans l'arc une répartition de température et d'intensité des raies émises. Cette répartition est cylindrique. Il est nécessaire d'en tenir compte car la distribution de l'intensité observée sur un spectrogramme ne correspondra pas à la distribution réelle. Considérons (Fig. 12) une section droite de la colonne, soient

AB un segment de droite, dans la direction d'observation à une distance h de l'axe limité à la circonférence de rayon R (rayon de la colonne)

et Δy un élément de AB, de coordonnées (y, h)

$i(\sqrt{h^2 + y^2})$ représente l'intensité réelle dans la colonne et $I(h)$ l'intensité observée

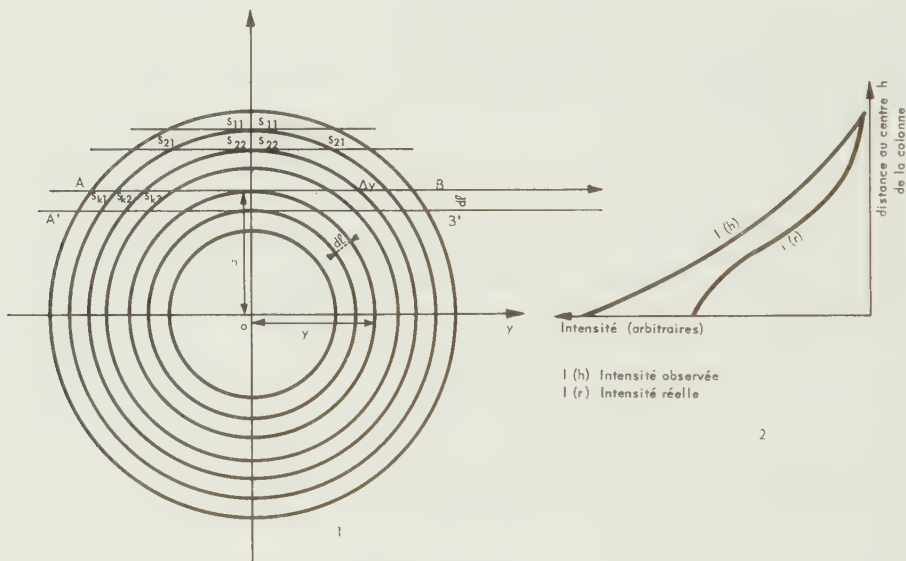


FIG. 12 - DETERMINATION DE L'INTENSITE REELLE A PARTIR DE L'INTENSITE OBSERVEE

On peut définir $I(h)$ comme la somme des intensités émises par les différents éléments Δy constituant AB, et on peut écrire :

$$I(h) = 2 \sum_{y=0}^{y=\sqrt{R^2 - h^2}} i(\sqrt{h^2 + y^2}) \Delta y \quad (24)$$

Par intégration, en tenant compte de la répartition cylindrique, et en utilisant les coordonnées polaires, on a

$$I(h) = 2 \int_h^R \frac{i(r) r dr}{\sqrt{r^2 - h^2}} \quad (25)$$

On pourrait transformer cette équation et la mettre sous la forme d'Abel. J'ai utilisé la méthode de détermination point par point puisqu'on ne connaît pas de solution analytique de cette intégrale.

Considérons l'équation (24) et utilisons les éléments d'aire. On divise la section de la colonne en une série d'anneaux concentriques, d'égale épaisseur $d\ell$. Ces anneaux seront désignés par l'indice t tel que le rayon intérieur soit $r_t = R - t d\ell$. L'intensité est considérée comme constante sur tout un anneau et égale à $i(r_t)$.

Considérons le domaine délimité sur le cercle par deux droites $(k, k+1)$ distantes de $d\ell$, dans la direction d'observation, respectivement à une distance h_k, h_{k+1} du centre, telles que $h_k = R - kd\ell$. Soit $I(h_k)$ l'intensité totale émise par ce domaine. Il est constitué d'éléments d'aire S_{kt} (surface délimitée sur l'anneau r_t par les droites h_k et h_{k+1}).

On peut alors écrire que :

$$I(h_k) = 2 \sum_{t=1}^{t=k} i(r_t) S_{kt}$$

PEARCE a calculé les différents coefficients $S_{kt} \ll 10$. On effectue la détermination point par point. On considère que l'intensité $I(h_1)$ vient d'une couche homogène d'intensité $i(r_1)$. On a alors :

$$I(h_1) = 2 S_{11} i(r_1)$$

On en déduit $i(r_1)$. Pour l'intensité de la couche suivante, on peut écrire :

$$I(h_2) = 2 S_{21} i(r_1) + 2 S_{22} i(r_2)$$

D'après le résultat précédent, on en déduit $i(r_2)$.

En procédant de cette façon jusqu'au centre de la colonne, on obtiendra la répartition réelle de l'intensité $i(r)$. Les erreurs pouvant provenir de ce mode de résolution sont d'autant plus faibles que l'on utilise un intervalle $d\ell$ petit.

Cette méthode n'est valable que pour des raies fines ou peu élargies.

3 - RESULTATS DES MESURES DE TEMPERATURE -

a) Arc dans l'argon

J'ai étudié la colonne d'un arc soufflé, observée dans un système de «transfert», afin de déterminer la température et sa répartition radiale. Dans ce type d'arc, la colonne est assujettie à passer à travers des diaphragmes en cuivre, refroidis; elle est cylindrique et a un diamètre de l'ordre de 5 mm. J'ai calculé la température en utilisant l'équation de SAHA, à partir de la densité électronique mesurée; celle-ci était déduite de l'élargissement de la raie H_β de l'hydrogène atomique pour laquelle les données théoriques sont très complètes. Pour avoir une intensité suffisante des raies d'hydrogène, il suffit d'utiliser de l'argon contenant quelques pourcents d'hydrogène. Pour une teneur de moins de 5 %, on peut

considérer que le plasma obtenu se comporte, quant à la densité électronique, comme un plasma d'argon pur. En effet, les potentiels d'ionisation des deux gaz sont assez voisins (13,6 eV pour H et 15,75 eV pour A). Si on compare les courbes qui donnent la composition du plasma de chacun de ces gaz purs, en fonction de la température, on peut remarquer que la densité électronique relative à chacun d'eux ne diffère que de 20 %.

Dans l'argon à 5 % en atomes d'hydrogène, la densité électronique pourra être admise identique à celle calculée pour l'argon pur.

La demi-largeur de la raie H_{β} est reliée de façon simple au champ intermoléculaire. Elle est donnée par la théorie de HOLTSMARK. Celle donnée par la théorie plus récente de GRIEM et ses collaborateurs, ne diffère que de 10 % environ. J'ai aussi comparé les profils théoriques aux profils expérimentaux dans la région des ailes de la raie; mais, dans ce cas, les profils expérimentaux diffèrent des valeurs théoriques; il semble que ceci soit dû aux erreurs introduites par la correction de distribution spatiale.

J'ai effectué la résolution spatiale du profil de la raie H_{β} dans la colonne d'arc et calculé pour un certain nombre de longueurs d'onde, la répartition réelle dans l'espace de l'intensité, à partir de la répartition observée. En prenant un nombre suffisant de points, de façon à encadrer le domaine spectral dans lequel se trouve la raie, j'ai pu reconstituer le profil réel en chaque point de la colonne. Dans la région des ailes où l'intensité totale sur la plaque est surtout due au fond continu très intense, les erreurs sur l'intensité peuvent être suffisamment importantes pour expliquer l'écart entre les profils expérimentaux et théoriques.

La Figure 13 a donne la répartition de la densité électronique, déduite de la variation de la demi-largeur. La Figure 13 b donne sa variation par comparaison au profil théorique. A partir de la densité électronique, j'ai effectué le calcul de la température et de sa répartition (Fig. 14 a', b'). La courbe (Fig. 14 c') correspond à la répartition de température calculée de la façon suivante : on prend au centre la température déterminée d'après la densité électronique. La variation de l'intensité totale de la raie H_{β} le long du rayon de la colonne, donne alors la répartition radiale de température. Les distributions ainsi obtenues (Fig. 14) sont assez proches.

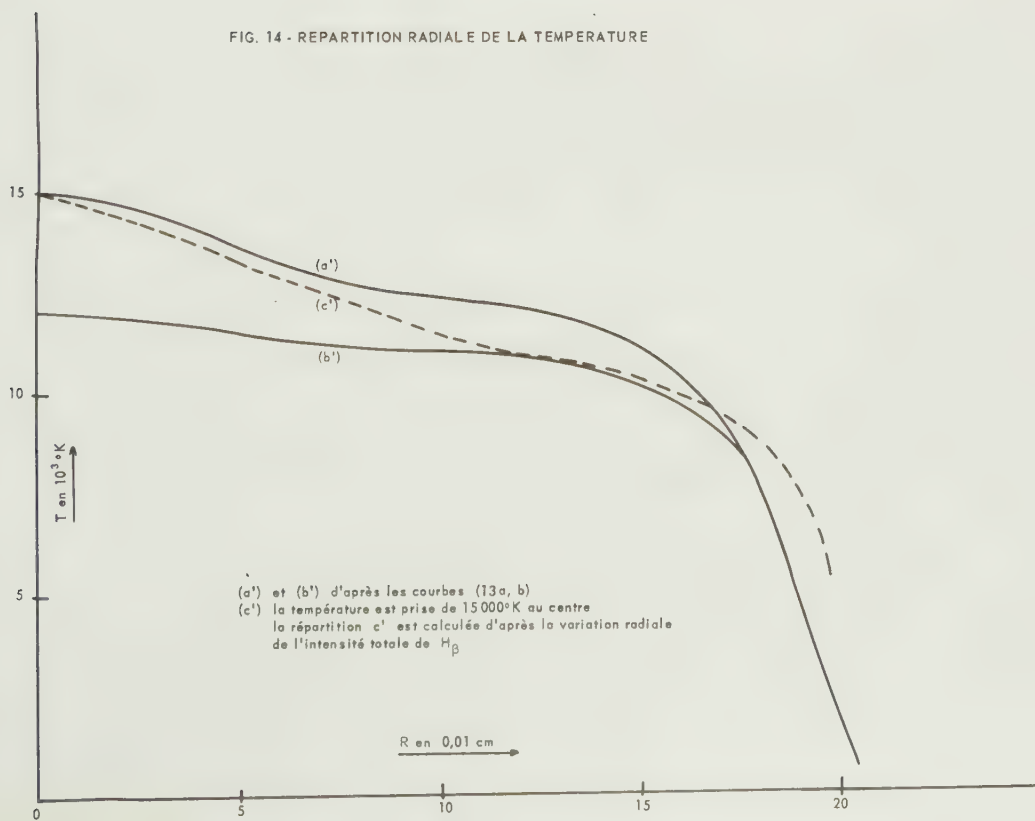
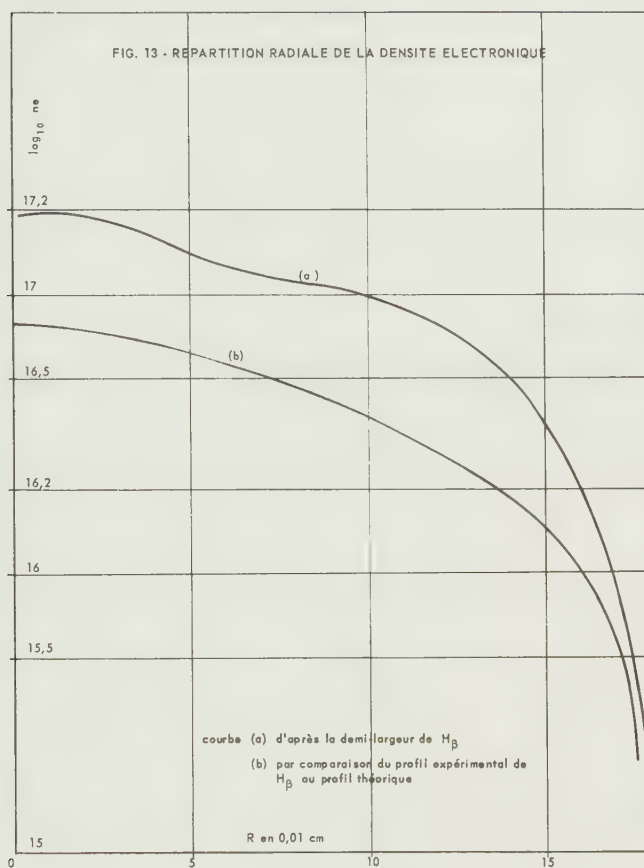
b) Arc dans une atmosphère d'hélium-néon

L'arc utilisé est un arc libre sous atmosphère contrôlée. Le gaz employé est un mélange ainsi composé : 74 % de Néon, 24 % d'Hélium, 2 % d'Hydrogène. Il est obtenu dans les derniers stades de la séparation de l'Hélium et du Néon. J'ai dans ce cas effectué le calcul de la répartition de température à partir de la température au centre déterminée expérimentalement.

Calcul de la répartition de température dans un arc -

La détermination de la répartition de température dans une colonne d'arc a été faite par plusieurs auteurs; en particulier, dans l'azote, à la pression atmosphérique, par MAECKER [11], SCHMITZ et ses collaborateurs [12, 13, 14], KING [15].

La méthode de calcul développée par SCHMITZ est basée sur la description de la colonne d'arc par l'équation d'ELENBAAS et HELLER, à partir de considérations de bilan d'énergie. L'énergie électrique dissipée est égale à la somme des énergies perdues par



rayonnement, conduction, et pour la formation de porteurs de charge :

$$W_{el} = W_{rad} + W_{cond} + W_{port} \quad (26)$$

Le bilan peut s'écrire de la façon suivante :

$$W_{el} - W_{rad} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \left(x \frac{dT}{dr} + U_i e D_{amb} \frac{dn}{dr} \right) \quad (27)$$

où T est la température
 n la densité des particules chargées
 U_i le potentiel d'ionisation
 x le coefficient de conductivité thermique
 D_{amb} le coefficient de diffusion ambipolaire.

Dans le traitement que j'ai suivi, j'ai négligé les pertes par rayonnement et utilisé la méthode de linéarisation de SCHMITZ; on doit introduire la fonction

$$S(T) = \int_0^T \left[x(T) + U_i e D_{amb}(T) \frac{dn}{dT} \right] dT \quad (28)$$

En introduisant des hypothèses simplificatrices, on peut écrire :

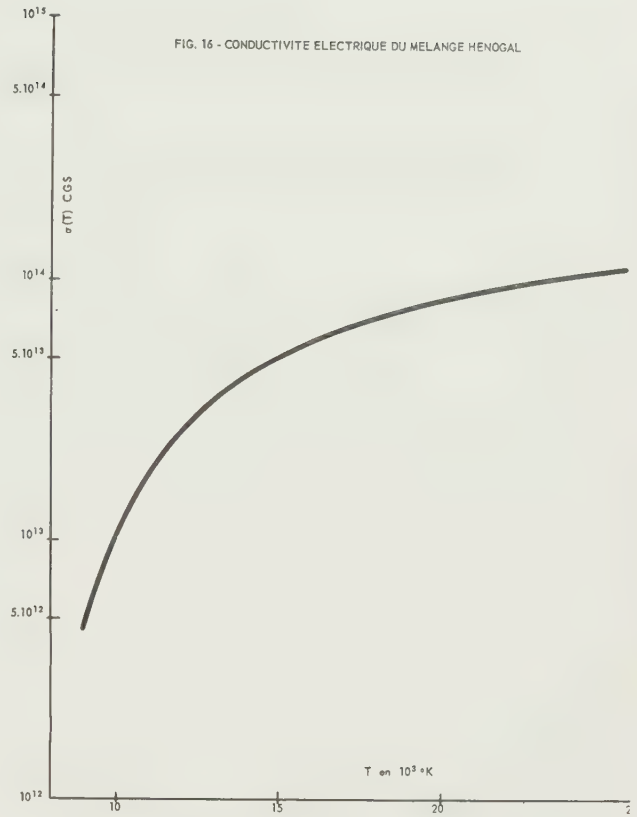
$$W_{el} = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dS}{dr} \right) \quad (29)$$

La fonction $S(T)$ est obtenue en déterminant $x(T)$ et $D_{amb}(T)$ et en intégrant numériquement. Dans le calcul de la conductivité thermique, il faut tenir compte du transport de l'énergie de dissociation ou d'ionisation des molécules. Dans le cas de l'azote, les calculs effectués par KING montrent que la conductivité thermique ainsi déterminée présente des maximums pour certaines valeurs de la température; ces maximums correspondent aux températures pour lesquelles les taux d'ionisation ou de dissociation varient le plus rapidement.

J'ai calculé la composition d'un plasma du mélange hélium-néon-hydrogène en fonction de la température (Fig. 8) ainsi que les conductivités électrique et thermique.

La conductivité thermique (Fig. 15) présente un maximum vers 17.000°K, dû à l'ionisation du néon; la participation à l'ionisation de l'hélium n'intervient que vers 22.000°K environ. Elle ne présente pas de maximum prononcé étant donné le faible pourcentage d'hélium et la décroissance rapide de la composante de conductivité due à l'ionisation du néon. A partir de la conductivité thermique, j'ai pu déterminer la fonction $S(T)$.

J'ai calculé la variation de la conductivité électrique $\sigma(T)$ avec la température (Fig. 16), et déterminé par conséquent la fonction $\sigma(S)$. La linéarisation de l'équation (29) se fait sur la fonction $\sigma(S)$. En effet, la puissance électrique dissipée par centimètre de colonne est $W_{el} = \sigma E^2$, E étant le champ électrique dans la colonne d'arc. Il est possible, connaissant $\sigma(S)$ et E , de déterminer $W(S)$ et d'écrire :



$$W_1(S) = 0 \quad 0 < S < S_1 \quad (30)$$

$$W_2(S) = A_1 S + B_1 \quad S_1 < S < S_2 \quad (31)$$

$$W_3(S) = A_2 S + B_2 \quad S_2 < S < S_3 \quad (32)$$

S_1, S_2, S_3 étant les valeurs de S entre lesquelles la fonction $W(S)$ est assimilée à un segment de droite.

Si l'on pose $\rho = \frac{r}{R}$, les solutions dans chacun de ces intervalles sont les suivantes :

$$S_1(\rho) = C_1 \ln \rho + C_2 \quad (33)$$

$$S_2(\rho) = C_3 J_0(\sqrt{A_1} \rho) + C_4 N_0(\sqrt{A_1} \rho) - \frac{B_1}{A_1} \quad (34)$$

$$S_3(\rho) = C_5 J_0(\sqrt{A_2} \rho) + C_6 N_0(\sqrt{A_2} \rho) - \frac{B_2}{A_2} \quad (35)$$

J_0 et N_0 étant les fonctions de BESSEL et de NEUMANN d'ordre zéro. Les conditions aux limites et les conditions de continuité de chacune des solutions pour les différents domaines de S permettent de déterminer les constantes $C_1, C_2, \dots$ qui interviennent dans la solution.

FIG. 17 - REPARTITION RADIALE DE LA TEMPERATURE CALCULEE POUR UNE COLONNE D'ARC DANS UN MELANGE DE NEON, HELIUM, HYDROGENE

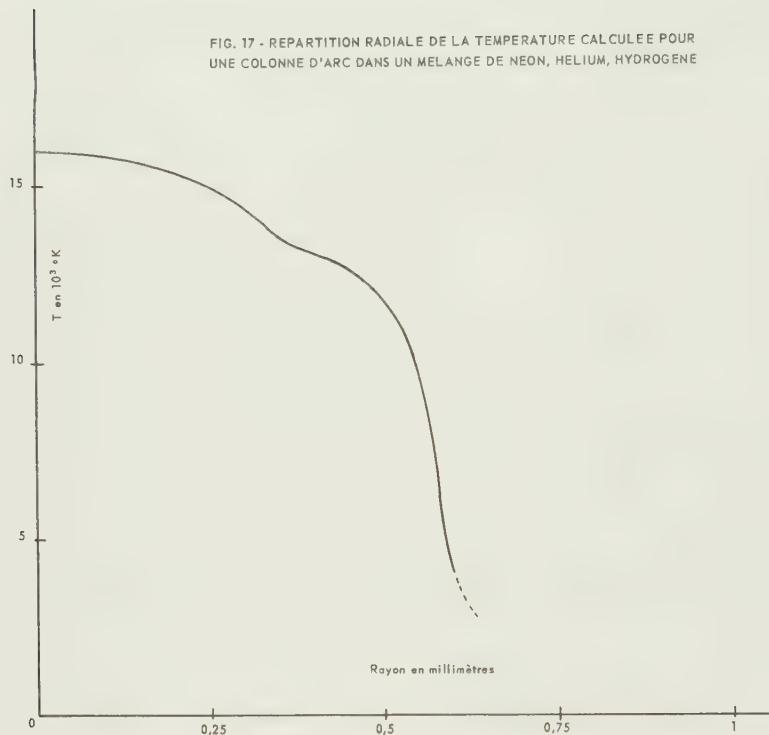
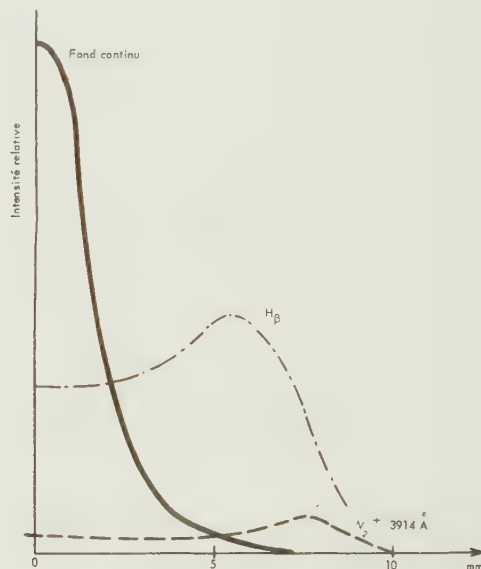


FIG. 18 - REPARTITION RADIALE DES INTENSITES DANS LA COLONNE D'ARC HENOGAL



J'ai utilisé comme condition aux limites la valeur de la température au centre de l'arc, déterminée expérimentalement à partir de l'élargissement Stark de la raie $\lambda 4471$ de l'hélium; cette température est de 16.000°K , voisine de celle calculée par la formule de KING [16] en utilisant la puissance dissipée dans un centimètre d'arc, soit

$$T^\circ\text{K} = 1,5 \cdot 10^3 (EI)^{2/7} \quad (EI \text{ en W/cm})$$

Le champ électrique mesuré dans la colonne d'arc est de $7,7 \text{ V/cm}$. La répartition de température calculée est donnée sur la Figure 17.

Répartition radiale de l'intensité du spectre de H -

Le faible pourcentage d'hydrogène dans le mélange devrait permettre de déterminer la densité électronique. Ceci n'a pas été possible dans tous les cas, étant donné les variations de la répartition radiale de l'intensité des raies de Balmer le long de la colonne. En effet, j'ai pu observer qu'au niveau de la cathode, et jusqu'à quelques millimètres de celle-ci, les raies d'hydrogène présentaient un maximum d'intensité loin du centre de la colonne d'arc (Fig. 18). De plus, elles ne sont que peu élargies. Par contre, plus loin de la cathode, ce maximum a disparu et les raies sont notablement élargies.

En supposant le plasma en équilibre thermique, la température pour laquelle l'intensité de la raie H_β doit passer par un maximum est de 17000°K ; à cette température, correspond une densité électronique de $9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. J'ai déterminé, à l'endroit du maximum d'intensité, la densité électronique d'après l'élargissement Stark; la valeur obtenue est de $3 \text{ à } 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, ce qui correspond à une température de 11000°K environ; cette dernière valeur est beaucoup plus probable dans cette région de l'arc.

Les mécanismes susceptibles d'être à l'origine de ce phénomène sont les suivants :

- ionisation de l'hydrogène par collision avec des atomes métastables d'hélium ou de néon,
- ionisation par collision électronique,

Ceci est possible dans le domaine cathodique, où il se trouve de nombreux électrons rapides, et laisse supposer que la région cathodique s'étend sur plusieurs millimètres.

- la recombinaison.

Les ions d'hydrogène se recombinent à la périphérie de la colonne pour donner des atomes excités. Ceci a pour effet d'augmenter l'intensité des raies d'hydrogène dans cette région et de provoquer un maximum d'intensité au bord de la colonne lumineuse.

Chacun de ces processus est également possible. La répartition anormale de l'intensité des raies d'hydrogène est probablement due à l'un d'eux, ou à tous simultanément. Il est cependant certain que, dans ce cas, le maximum d'intensité des raies de Balmer ne peut servir à la détermination de la température.

c) Détermination de la température de rotation de l'azote moléculaire ionisé

L'observation des spectres d'un jet de plasma ou de la colonne d'un arc libre permet de déceler la présence de l'azote moléculaire ionisé. J'ai cherché à déterminer la température de rotation de la bande à $\lambda 3914 \text{ \AA}$ de la transition $(0,0)$ de $B^2 \Sigma_u^+ \rightarrow X^2 \Sigma_g^+$ de N_2^+ . La structure de cette bande a été étudiée par différents auteurs [17], [18], [19]. Pour connaître la température de rotation, on peut, soit utiliser la répartition de l'intensité des raies de rotation d'une branche, soit rechercher la raie d'intensité maximale dont le nombre quantique de rotation est relié de façon simple à la température. Pour les températures élevées, cette dernière méthode est moins précise car la variation de l'intensité est très lente au voisinage du maximum. Dans le cas de la bande $3914 \text{ \AA}$, j'ai dû utiliser une méthode un peu différente à cause de la superposition des deux branches P et R, qui forment la bande. En effet, la séparation des raies de chacune des branches est en moyenne de $0,2 \text{ \AA}$, et la dispersion du spectrographe de $10 \text{ \AA/mm}$ dans cette région.

Structure de la bande $3914 \text{ \AA}$ N_2^+ -

CHILD [18] a étudié la structure de cette bande au moyen d'un spectrographe très dispersif et a effectué un dépouillement des deux branches jusqu'à la valeur 80 du nombre quantique de rotation K du niveau supérieur. Il a observé les perturbations dans la structure de rotation causées par l'état $A^2\Pi_u$, qui se produisent pour des valeurs de $K = 40$; $K = 68$. D'après ces observations, la superposition des branches s'effectue de la façon suivante : les raies de la branche R telles que $K_R = 0, 1, 2 \dots$ sont confondues avec les raies de la branche P pour $K_P = 27, 28, 29$.

La structure de cette bande est, de plus, caractérisée par le fait que les raies d'une même branche présentent une alternance de l'intensité : les raies à un nombre quantique de rotation impair ont une intensité deux fois plus faible que les raies à nombre pair. Etant donnée la superposition des deux branches, on voit que les raies faibles d'une branche sont confondues avec les raies intenses de l'autre branche. Ainsi, si pour des températures suffisamment basses, les deux branches sont pratiquement distinctes, pour des températures élevées, les raies de rotation de la branche P pour les grandes valeurs de K seront suf-

tisamment intenses pour masquer, ou tout au moins, augmenter l'intensité des raies correspondantes de la branche R. Le développement des branches permet d'observer vers 3900 Å la perturbation qui a lieu dans la branche P pour $K = 40$.

Aux températures élevées, l'alternance d'intensité est observée pour la branche P, près de la tête de la bande et, pour la branche R, loin de celle-ci. Soit le rapport x de l'intensité d'une raie pour K pair à l'intensité de la raie $K + 1$. Près de la tête de bande x est inférieur à 1 et lorsque K augmente, x croît aussi pour tendre vers 2.

Mesure de la température de rotation -

Si on trace les deux courbes représentant la variation de l'intensité en fonction de K pour les raies paires et les raies impaires, elles se coupent pour une valeur de K_c qui dépend de la température. J'ai utilisé cette relation $K_c(T)$ et calculé l'intensité relative des raies par la superposition des deux branches.

L'intensité d'une raie R de K pair est proportionnelle à

$$i_{\text{pair}}^R(K) \simeq 2K \cdot \exp[-K(K+1)\alpha/T] \text{ où } \alpha = Bhc/k$$

L'intensité de la raie superposée P est alors

$$i_{\text{imp}}^R(K+27) \simeq (K+28) \exp[-(K+27)(K+28)\alpha/T]$$

On définit de la même façon l'intensité des raies impaires de la branche R et des raies paires superposées de la branche P et, par suite, l'intensité totale des raies observées :

$$I_{\text{pair}}(K_1) = i_{\text{pair}}^R(K_1) + i_{\text{imp}}^P(K_1+27)$$

$$I_{\text{imp}}(K_2) = i_{\text{imp}}^R(K_2) + i_{\text{pair}}^P(K_2+27)$$

Les fonctions $I_{\text{pair}}(K_1)$, $I_{\text{imp}}(K_2)$ dépendent aussi de la température et on peut les mettre sous la forme suivante :

$$I_{\text{pair}}(K_1) \simeq 2K_1 \exp[-K_1(K_1+1)\alpha/T] + (K_1+28) \times \exp[-(K_1+28)\alpha/T]$$

$$I_{\text{imp}}(K_2) \simeq K_2 \exp[K_2(K_2+1)\alpha/T] + 2(K_2+28) \times \exp[-(K_2+27)(K_2+28)\alpha/T]$$

Au point d'intersection, on a :

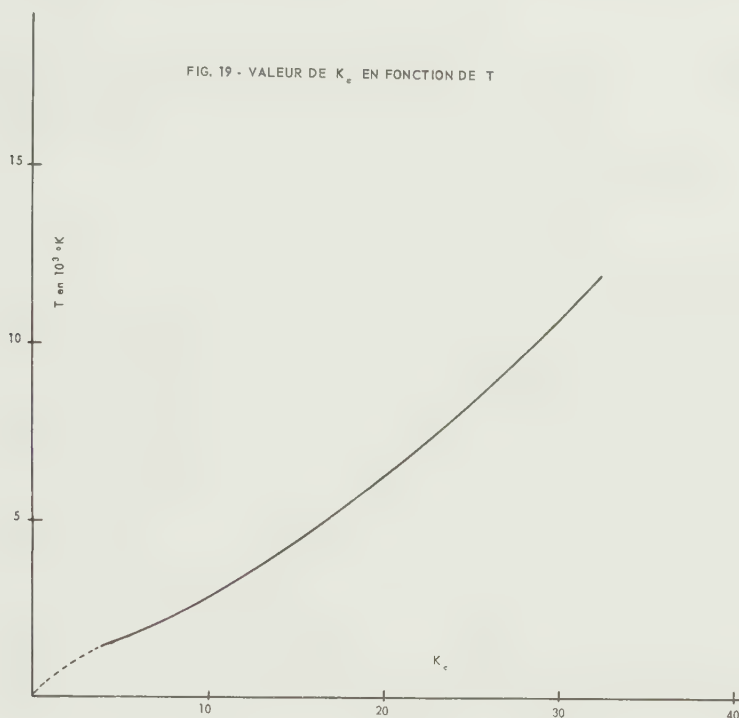
$$\frac{K_c + 28}{K_c} = \exp[(K_c + 14) \cdot 54 \cdot \alpha/T]$$

La Fig. 19 montre la variation de K_c en fonction de la température.

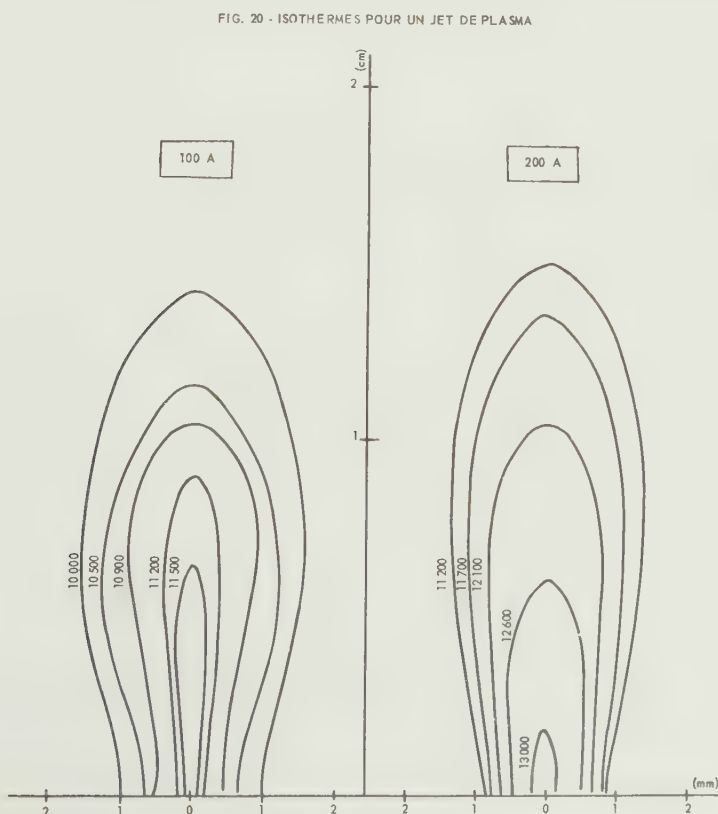
Les erreurs pouvant s'introduire dans ce calcul ont deux origines :

- la variation de l'écart entre les deux branches; lorsque cette variation est régulière avec K , cela se traduit par un élargissement progressif des raies observées,
- l'existence de perturbation dans l'une des branches qui déplace les raies.

J'ai observé le spectre d'émission de l'azote moléculaire dans un jet de plasma. Le gaz utilisé pour souffler le jet était de l'argon. La température du jet varie de $10\,000^{\circ}\text{K}$ à $11\,500^{\circ}\text{K}$ dans la région où est observé N_2^+ .



La Fig. 20 donne les isothermes dans un jet de plasma d'argon pour différentes intensités de courant. L'azote présent dans le jet peut provenir d'une part de l'air entraîné dès la sortie de la tuyère et, d'autre part, de la diffusion de l'air dans le jet.



La présence très nette de la perturbation de la branche P de la bande 3914 est caractéristique d'une température de rotation élevée. Les mesures effectuées par la méthode précédemment décrite donnent en effet une température de l'ordre de 7000°K à 9000°K suivant la zone observée.

L'écart entre les températures obtenues par les deux méthodes de mesure peuvent avoir l'origine suivante : la zone dans laquelle l'azote est observé se trouve à l'extrémité du jet; là, le jet est instable. Le spectre pris à cette distance de la tuyère correspond à des régions de températures différentes.

Excitation par choc de seconde espèce de N_2^+ -

J'ai observé aussi le spectre de l'azote ionisé dans la colonne d'un arc libre autour duquel était soufflé un mélange de néon, d'hélium et d'hydrogène. Alors que dans le jet de plasma, l'émission de l'azote est plus intense au centre, dans le cas présent, on observe un maximum notable de l'intensité au bord de la colonne d'arc. Ici, l'aspect de la structure de rotation est caractéristique d'une faible température; la perturbation de la branche P n'est pas observée et la détermination de la raie de rotation de la branche R, d'intensité maximale, donne une température de l'ordre de 700°K à 1100°K.

Les processus de formation d'ions moléculaires d'azote ont été étudiées par HERMAN [20]. Dans le cas de l'émission dans un jet de plasma, il est possible d'expliquer la présence de N_2^+ par l'ionisation thermique, les températures de rotation et d'équilibre étant peu différentes.

Par contre, dans la colonne de l'arc libre, on observe un maximum d'intensité du spectre de N_2^+ au bord de la colonne. Dans le cas d'une excitation thermique, la température serait ici de l'ordre de 9000°K. Il est probable que, dans ce cas, il faille considérer les processus de formation d'ions moléculaires par collision avec les atomes métastables d'hélium dont l'énergie est de 19,85 eV ou 20,5 eV.

J'ai utilisé les observations précédentes pour calculer la durée de vie des atomes métastables d'hélium dans nos conditions expérimentales. L'intensité de la bande 3914 N_2^+ est considérée comme proportionnelle à la concentration des atomes métastables. Ceux-ci diffusent vers les régions moins chaudes de la colonne. On peut calculer le déplacement quadratique moyen ($\bar{x}^2$) dû à la diffusion

$$\bar{x}^2 = 6 Dt \quad D \text{ étant le coefficient de diffusion}$$

La densité des atomes métastables décroît rapidement avec le temps de la façon suivante :

$$n(t) = n_0 \exp\left(-\frac{t}{d}\right)$$

$n(t)$ étant la densité des atomes métastables au temps t

n_0 la densité au temps $t = 0$

d la durée de vie moyenne des atomes métastables

L'intensité du spectre N_2^+ est alors proportionnelle

$$I(t) = n_0 \exp\left(-\frac{t}{d}\right)$$

Si l'on tient compte de la diffusion des atomes métastables, on peut définir la variation de l'intensité en fonction de la distance

$$I(x) = n_0 \exp \left(-\frac{x^2}{6 Dd} \right)$$

On peut alors déterminer la constante d pour $\frac{x^2}{6 Dd} = 1$

$$\text{et} \quad \frac{I(x_1)}{I_0} = \frac{1}{2,7}$$

La valeur de x déterminée est de 1,6 mm. On en déduit d qui est de $5 \cdot 10^{-4}$ sec.

4 - TRANSPORT DU COURANT DANS LA COLONNE -

Dans la colonne d'arc, le transport du courant est expliqué par un mécanisme plus simple que près des électrodes; il est assuré par les ions et les électrons qui sont les porteurs de charges et qui diffusent vers les électrodes suivant leur vitesse de dérive propre. En raison de la faible mobilité des ions en regard de celle des électrons, le courant est principalement assuré par la migration des électrons. La participation des ions moléculaires à la conduction est très faible; elle ne peut être notable que dans les zones périphériques de la colonne d'arc et intervient pour une faible part dans le courant total transporté. Les pertes de porteurs de charge se font de façon axiale et radiale. Les pertes axiales correspondent à la diffusion qui assure le transport du courant. Elles ne doivent être considérées que comme un mouvement des porteurs de charge dans la colonne. Les pertes radiales, elles, perturbent l'équilibre; elles sont dues à la diffusion, vers les zones les plus froides, des ions et des électrons qui se recombinent.

a) Conductivité électrique

Calcul -

Le courant transporté est égal à la somme des courants ionique et électronique

$$J = J_+ + J_- = e(n_+ v_+ + n_- v_-)$$

n_+ , n_- sont les densités ionique et électronique

v_+ , v_- sont les vitesses de dérive ionique et électronique

On peut, en général, négliger le courant ionique devant le courant électronique. La vitesse de dérive électronique est égale au produit de la mobilité par le champ; la mobilité est donnée par la formule suivante :

$$\mu_e = \frac{e \lambda_e}{m_e V_e} \quad (36)$$

Pour la détermination du libre parcours moyen λ_e , on doit considérer les interactions des électrons avec les ions et les atomes neutres; on peut alors écrire, dans le cas où on néglige

les particules plusieurs fois ionisées,

$$\frac{1}{\lambda_e} = \sum_j n_j Q_{je} = n_0 Q_{oe} + n_i Q_{ie} \quad (37)$$

Q_{oe} , Q_{ie} sont les sections efficaces de collision des électrons avec les atomes neutres et les ions.

Les sections efficaces de collision avec les ions ont été calculées par un certain nombre d'auteurs :

- SPITZER [22 - 21] donne pour un plasma fortement ionisé

$$Q_{ie} = 0,978 \frac{e^4}{(kT)^2} \text{Log} \left[\frac{3}{\sqrt{\pi n_e} e^3} \left(\frac{kT}{2} \right)^{3/2} \right] \quad (38)$$

- GVOSDOVER [23]

$$Q_{ie} = \frac{\pi}{2} \frac{e^4}{(kT)^2} \text{Log} \left(\frac{3kT}{2e^2 n_e^{1/3}} \right) \quad (39)$$

- MAECKER [24]

$$Q_{ie} = \frac{e^4}{(kT)^2} \text{Log} \left(\frac{kT}{e^2 n_e^{1/3}} \right) \quad (40)$$

- CHAPMAN et COWLING [25 - 26]

$$Q_{ie} = \frac{e^4}{(kT)^2} \text{Log} \left(\frac{4kT}{e^2 n_e^{1/3}} \right) \quad (41)$$

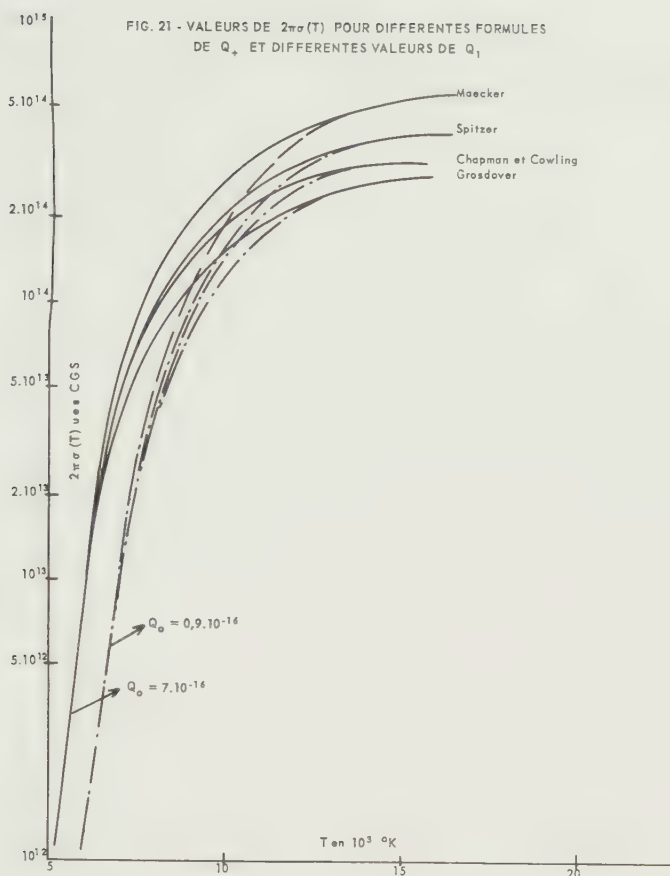
On peut alors donner pour la conductivité électrique dans l'arc la formule suivante :

$$\sigma = en_e \mu_e = \frac{n_e e^2}{\sqrt{3 m_e kT}} \frac{1}{n_0 Q_{oe} + n_e Q_{ie}} \quad (42)$$

Lorsque la température devient trop grande, il faut tenir compte, pour le libre parcours moyen des électrons, de la présence de particules plusieurs fois ionisées. Ces considérations permettent de déterminer la conductivité théorique d'une colonne de plasma en fonction de sa température (Fig. 21). Dans le cas d'un plasma d'argon par exemple, jusqu'aux environs de 9000°K, les ions ne perturbent que très peu le libre parcours moyen des électrons ($n_i Q_{ie} \ll n_0 Q_{oe}$) bien que leur section efficace soit une fonction décroissante de la température; par contre, pour des températures supérieures à 11000°K, l'influence des atomes neutres sur le libre parcours des électrons devient négligeable devant celle des ions.

Mesure de la conductivité électrique -

On détermine la conductivité σ_{totale} d'une colonne d'arc, par la mesure directe du



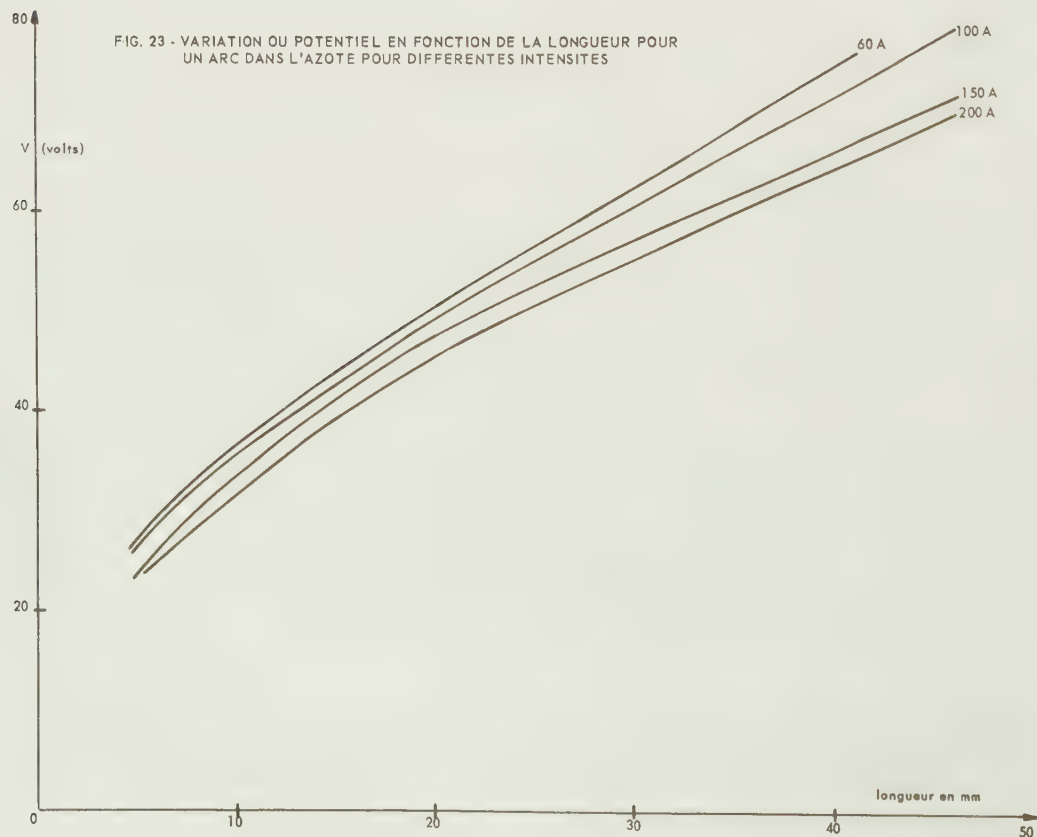
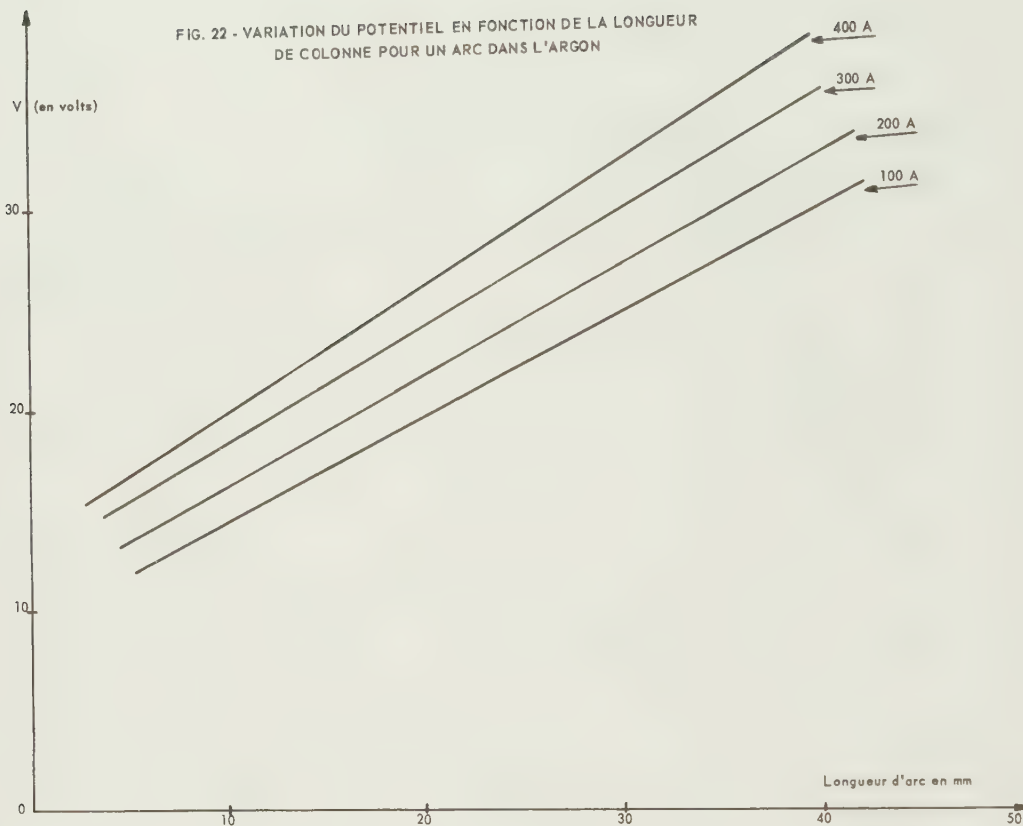
champ électrique E et de la densité de courant J

$$\sigma_{\text{totale}} = \frac{J}{E} \quad (43)$$

La méthode utilisée consiste en l'étude de la variation du potentiel de l'arc, à intensité constante, en fonction de l'écartement des électrodes. Dans un arc dont la colonne cylindrique présente une homogénéité axiale, cette détermination conduit à des valeurs exactes du champ. Dans le cas d'un arc libre, les mesures que l'on effectue fournissent une valeur moyenne car l'on n'est pas assuré de l'invariance de la géométrie de la partie utilisée de l'arc.

J'ai mesuré le champ moyen pour des arcs libres dans l'argon, l'azote et les mélanges de ces deux gaz. Pour l'argon pur et des longueurs d'arc supérieures à 2 cm, on obtient un champ assez stable, de 5,2 V/cm à 6 V/cm (Fig. 22), pour des courants de 100 à 400 A. Pour l'azote (Fig. 23), les valeurs obtenues varient entre 10 et 13 V/cm pour des intensités de 50 à 250 A. Dans ce cas, j'ai pu observer l'instabilité de l'arc sur un film pris à grande vitesse. On constate que la colonne peut se déformer et l'allongement être ainsi supérieur à la distance interélectrode.

J'ai étudié, dans un mélange d'argon et d'azote, la variation de la chute de potentiel aux bornes et du champ moyen dans la colonne en fonction de la composition du mélange. On observe une augmentation rapide du potentiel dès qu'apparaissent les premières traces d'azote et ensuite un accroissement régulier de la tension. Par contre, le champ garde la



même valeur jusqu'à 10 ou 15 % d'azote, puis présente un accroissement régulier jusqu'à sa valeur dans l'azote pur. Il semble, en ce qui concerne le potentiel aux bornes, que la présence d'une faible quantité d'azote entraîne principalement une augmentation rapide des chutes anodique et cathodique, sans que soit beaucoup affectée la conductivité de la colonne; celle-ci ne variera qu'ensuite pour des proportions plus importantes d'azote.

b) Calcul et mesure de la conductivité électrique dans une colonne cylindrique

J'ai comparé les valeurs de la conductivité électrique mesurée et calculée dans le cas d'une colonne d'arc cylindrique dans l'argon. On mesure de la conductivité électrique de la colonne d'arc en déterminant le champ électrique et l'intensité du courant circulant dans l'arc. La conductivité ainsi mesurée est de 10^{13} uescgs.

A partir de la température déterminée, j'ai calculé la conductivité électrique par l'intégrale de conductivité, soit $\sigma(T)$ la conductivité d'une colonne de plasma de section égale à l'unité, à la température T ; si l'on connaît la distribution de $T(r)$, le long du rayon r , on peut déterminer la variation radiale de la conductivité $\sigma(r)$ et évaluer la conductivité totale de la colonne :

$$\sigma_{\text{totale}} = 2\pi \int_0^R \sigma(r) r dr$$

Dans le cas présent, la conductivité ainsi calculée était de $5,5 \cdot 10^{12}$ uescgs, soit environ moitié de la valeur mesurée.

Les erreurs expérimentales pouvant être à l'origine de cet écart proviennent de :

- l'imprécision sur la mesure du champ électrique dans la colonne qui, dans ce cas, était inférieure à 10 % $\pm 0,5$ V/cm pour 6,5 V/cm,
- l'incertitude sur le diamètre total de la colonne; ici l'erreur est faible quand on utilise l'intégrale de conductivité; en effet, les zones périphériques de l'arc ne participent que très peu à la conductivité.

L'absence de vapeurs métalliques dans la colonne interdit l'hypothèse d'une participation notable au transport de courant par les vapeurs de cuivre ou de tungstène, ce dont il faudrait tenir compte éventuellement dans l'intégrale de conductivité.

J'ai utilisé, dans le calcul de la conductivité, la formule de MAECKER (Fig. 21) pour la détermination des sections efficaces de collision des ions avec les électrons. Les formules proposées par d'autres auteurs donnaient des sections efficaces trop grandes, et des conductivités calculées trop petites. DRAWIN [27] avait utilisé une méthode semblable de détermination de la conductivité pour le calcul des sections efficaces de collision des électrons avec les atomes neutres, dans un domaine de température où les collisions ions-électrons intervenaient beaucoup moins que les collisions électrons-atomes neutres. Pour le domaine de températures mesurées dans mes expériences, les collisions ions-électrons sont les plus importantes; il semble que les sections efficaces données par la formule de MAECKER soient trop grandes. Ce résultat a été récemment confirmé par WIESE, par des mesures de la conductivité dans un plasma d'hydrogène pur; les sections efficaces calculées pour les collisions des électrons seraient environ dix fois trop grandes.

Dans mon cas, il suffirait de diviser par deux les valeurs des sections efficaces ioniques pour obtenir un bon accord avec les résultats expérimentaux [28] [29] .

**ETUDE DU PROFIL DES RAIES SPECTRALES
EMISES DANS UN ARC**

A - THEORIE DE L'EFFET STARK

1 - DANS LE CHAMP ELECTRIQUE UNIFORME -

Le déplacement des raies spectrales sous l'influence d'un champ électrique a été observé pour la première fois par J. STARK sur l'atome d'hydrogène. La théorie de cet effet est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Alors que pour l'atome d'hydrogène, le déplacement des niveaux est proportionnel au champ appliqué, pour les atomes complexes, l'expérience et la théorie montrent que les déplacements sont en général proportionnels au carré du champ. L'effet est alors quadratique.

Il faut considérer que lorsque l'atome excité se trouve dans un champ électrique uniforme, les différents niveaux d'énergie de l'atome interagissent les uns avec les autres et que ceci a pour effet de déplacer les niveaux par rapport à leur position initiale. L'application de la théorie des perturbations permet d'évaluer le déplacement des niveaux. On considère l'hamiltonien perturbé :

$$H = H_0 + P_z F$$

où H est l'hamiltonien perturbé, P_z la composante suivant z du moment dipolaire électrique, F le champ électrique orienté dans le sens des z négatifs. Le déplacement d'un niveau sous l'influence des états susceptibles de le perturber est donné par la formule

$$\Delta v_\alpha = e^2 F^2 \sum_{\alpha'} \frac{(\alpha | P_z | \alpha')^2}{v_\alpha - v_{\alpha'}}$$

où $v_\alpha - v_{\alpha'}$ est la séparation des niveaux.

Le terme $(\alpha | P_z | \alpha')$ se met sous la forme suivante :

$$(\alpha | P_z | \alpha') = - \frac{C}{\sqrt{4\ell^2 - 1}} D \cdot \int_0^\infty R(n, \ell) \cdot R(n, \ell') r dr$$

où ℓ est le plus grand des moments angulaires orbitaux des niveaux considérés, D le facteur directionnel et l'intégrale le facteur radial.

La détermination du facteur directionnel se fait à partir des considérations sur les propriétés de commutation du vecteur P par rapport au vecteur moment angulaire de l'atome. CONDON et SHORTLEY [30] ont traité ce problème. Ils donnent des formules qui permettent de calculer le facteur directionnel en fonction des nombres quantiques des niveaux. MINHAGEN [31] a effectué, pour l'atome d'argon dans le cas des différents couplages possibles, le calcul des facteurs D pour des interactions entre les niveaux $p-s$, $p-d$ et $d-f$.

Le calcul des facteurs radiaux peut se faire à partir des données de BATES et DAMGAARD [32]. Ces auteurs, dans le but de calculer les forces d'oscillateur des raies spectrales, ont déterminé des intégrales produits radiaux dans le cas de l'approximation du champ central. Ils tabulent les fonctions suivantes :

$$F(n^*, \ell) = \frac{3 n^*}{2} \left(\frac{n^{*2} \cdot \ell^2}{4 \ell^2 - 1} \right)^{1/2} \quad \text{et}$$

$$P(n_{\ell-1}^*, n_{\ell}^*) = \left[\frac{C}{(4 \ell^2 - 1) F(n^* \ell)} \right] \int_0^{\infty} R(n_{\ell-1}^*, \ell-1) R(n_{\ell}^*, \ell) r dr$$

$$\text{où } n^* = \frac{C}{\sqrt{\epsilon}}$$

ϵ est l'énergie du niveau comptée à partir du niveau d'ionisation

$$\epsilon = \frac{E_n - E_i}{E_H^i}$$

divisée par l'énergie d'ionisation de l'hydrogène, C , la charge effective du noyau $C = 1, 2, \dots$ pour l'atome neutre, l'ion $\dots$. On peut alors déterminer les facteurs radiaux pour un certain nombre d'atomes à partir de ces valeurs.

MINHAGEN [31] a, lui aussi, effectué le calcul des produits radiaux en se basant sur l'approximation du champ central, mais par intégration numérique de l'équation de SCHRODINGER.

Les valeurs données par MINHAGEN dans le cas de certains niveaux de l'argon et les valeurs calculées par la méthode de BATES et DAMGAARD sont très proches, les écarts étant de quelques pourcents seulement.

2 - THEORIE STATISTIQUE -

Dans les gaz ionisés, à concentration électronique élevée, les raies atomiques sont élargies sous l'effet du champ électrique intermoléculaire. Ce champ, créé par les particules chargées à l'intérieur du plasma, est variable en intensité et en direction. Dans la théorie de HOLTSMARK on introduit la notion du champ normal fonction de la densité électronique :

$$F_0 = 2,61 \quad e N_e^{2/3}$$

et la probabilité de répartition du champ $W(\beta)$ ou $\beta = F/F_0$

$$W(\beta) = \frac{4}{3\pi} \beta^2 [1 - 0,463 \beta^2 + 0,122 \beta^4 \dots] \quad 0 < \beta < 3$$

$$W(\beta) = \frac{2}{\pi} \beta^{-5/2} [2,349 + 12 \beta^{-3/2} + 33,9 \beta^{-3} + \dots] \quad \beta > 3$$

On peut alors connaître le profil de la raie élargie d'après la formule suivante :

$$I_k(\lambda) d\lambda = I_k W(\beta) d\beta$$

et le profil final est obtenu en effectuant la sommation des différentes composantes de la raie;

en posant $\alpha = d\lambda/F_0$ on peut écrire la répartition de l'intensité de la raie sous la forme :

$$S(\alpha) d\alpha = \sum_k I_k W\left(\frac{\alpha}{c_k}\right) d\frac{\alpha}{c_k}$$

où $d\lambda$ est la distance au centre de la raie; on doit tenir compte de la condition de normalisation :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S(\alpha) d\alpha = 1$$

Lorsque l'on trace le profil de la raie élargie, en coordonnées logarithmiques, dans la région des ailes de la raie, le profil a l'allure d'une droite de pente $-5/2$; si l'on compare le profil d'une raie élargie par un champ $F_0 = X$ au profil dans un champ $F_0 = 1$, tracés de la façon précédente, ils sont déplacés l'un par rapport à l'autre sur les abscisses d'une valeur égale à $\log(X)$.

L'élargissement STARK des raies de l'hydrogène est utilisé pour la détermination des densités électroniques dans un plasma; on peut en effet connaître la concentration électronique, soit en comparant les profils expérimentaux au profil théorique en coordonnées logarithmiques, soit d'une façon plus simple, en déterminant la demi-largeur de la raie qui est reliée à la valeur du champ intermoléculaire moyen par une relation simple; dans le cas de la raie H_β , cette relation est la suivante :

$$\Delta\lambda \simeq 0,15 F_0$$

$\Delta\lambda$ demi-largeur en Å

F_0 en ues CGS

3 - ELARGISSEMENT SOUS L'EFFET DES COLLISIONS

Alors que dans la théorie de HOLTSMARK, les particules chargées immobiles (ions) seules ont un effet, la théorie de LORENTZ, WEISSKOPF et LINDHOLM [33] tient compte de l'élargissement causé par les collisions des atomes excités avec les électrons; la variation de la fréquence circulaire est :

$$\Delta\omega = \frac{2\pi C}{r^n}$$

où C est la constante de STARK de la raie, qui est déterminée par

$$C = c \frac{e^2}{F^2} \Delta\nu$$

$\Delta\nu$ est le déplacement de la raie en cm^{-1} dans un champ de 100 kV uniforme. Le profil d'une raie élargie de cette façon est donné par la formule bien connue

$$I(\omega) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{\alpha^2 + (\omega - \omega_0 + \beta)^2}$$

α est la demi demi-largeur et $\beta = (\omega_0 - \omega_m)$, le déplacement du maximum de la raie; dans le

cas de l'effet STARK quadratique ($n = 4$) la théorie donne

$$\begin{aligned} 2\alpha &= 38,8 C^{2/3} Nv^{1/3} \\ \omega_m &= 33,4 C^{2/3} Nv^{1/3} \end{aligned}$$

N étant la densité électronique, v la vitesse relative électronique.

D'après ces deux dernières relations, on voit que le rapport de l'élargissement et du déplacement est constant et indépendant de la densité électronique. Les profils des raies calculés de cette façon sont des profils de dispersion qui sont symétriques.

4 - THEORIE DE GRIEM-KOLB-SHEN -

La théorie plus moderne de GRIEM [34 à 37] sur l'élargissement des raies de l'hydrogène donne des profils qui sont plus proches des profils expérimentaux que ceux donnés par la théorie de HOLTSMARK, surtout dans les ailes de la raie. GRIEM considère aussi l'effet des collisions électroniques. Il admet que, pendant un très court intervalle de temps, le champ produit par les ions reste constant; les niveaux supérieur et inférieur de la raie sont déplacés sous l'effet du champ intermoléculaire; il étudie alors l'influence des collisions électroniques pendant cet intervalle de temps.

GRIEM donne pour les raies de l'hydrogène les profils calculés théoriquement pour différentes valeurs de la densité électronique et de la température. Ces profils diffèrent notablement de ceux donnés par la théorie de HOLTSMARK dans la région des ailes, mais les demi-largeurs sont assez proches dans les deux cas et on peut considérer que la détermination du champ intermoléculaire par la demi-largeur est valable à 10 % près.

Plus récemment, GRIEM [38] a appliqué sa théorie d'élargissement à l'effet STARK quadratique. Il obtient :

$$I(\omega) = \frac{W}{\pi} \int_0^\infty \frac{W_H(\beta) d\beta}{W^2 + (\omega - d - W\alpha^{4/3} \beta^2)^2}$$

où W est la demi-largeur, d le déplacement

$$W\alpha^{4/3} = (2\pi/C^2) CF_0^2$$

En raison des approximations effectuées, les résultats sont valables à 20 % près; pour quelques raies de l'hélium neutre, GRIEM a comparé les profils obtenus au moyen de la formule précédente avec les profils expérimentaux de WULFF [39]. L'écart entre les profils est environ 20 %.

B - ELARGISSEMENT DES RAIES DE L'ARGON DANS LE PROCHE INFRAROUGE

L'élargissement des raies de l'argon neutre dans le champ intermoléculaire a été étudié par GERICKE [40] pour un certain nombre de transitions situées dans le visible; il est intéressant de se placer dans le domaine infrarouge pour l'étude de l'effet STAPP, car alors, pour un même élargissement en fréquence, la variation en longueur d'onde est plus grande que dans le domaine du visible.

La source lumineuse, dans le cas de ces observations, est constituée par la colonne d'un arc du type soufflé dans lequel passe un courant de 60 ampères.

1 - DESCRIPTION DES SPECTRES OBSERVES -

Le spectre d'émission entre 1μ et $2,8\mu$ a été identifié par HUMPHREYS [41] et par HEPNER [42]. J'ai fait l'étude détaillée des profils des raies entre $15000\text{ \AA}$ et $17000\text{ \AA}$. On peut classer les raies en quatre groupes :

- les raies fines dont la largeur est inférieure à l'intervalle spectral résolu,
- les raies fines 4p-3d dont la largeur mesurable est environ trois fois la largeur instrumentale,
- les raies 4p-5s très élargies (plus de 20 fois la largeur instrumentale) présentent une asymétrie très prononcée,
- les raies 3d-4f, un peu plus larges que 4p-5s, mais dont l'asymétrie est moins grande.

Le tableau I donne, pour un certain nombre de raies, les demi-largeurs et la dégradation observées, et les figures 24 à 27, les profils observés. Sur ces figures on notera la différence entre les profils des raies au niveau supérieur f et la raie au niveau supérieur s (Fig. 26).

Ceci est expliqué plus loin par la différence du rapport $\frac{\text{élargissement}}{\text{déplacement}}$ de ces raies lorsque les profils sont calculés en tenant compte de l'inhomogénéité de la source.

TABLEAU I

Fréquence de la raie	Transition	Demi-largeur mesurée		Dégradation
		en $\text{\AA}$	cm^{-1}	
5972 cm^{-1} ($16\,740\text{ \AA}$)	$4p_2 - 5s_5$	14	5	Rouge
$6040,7\text{ cm}^{-1}$ ($16\,550\text{ \AA}$)	$3d_2 - 4X$	16,3	6	Rouge
$6051,5\text{ cm}^{-1}$ ($16\,520\text{ \AA}$)	$4p_7 - 3d_3$	2,2	0,8	Violet
$6082,18\text{ cm}^{-1}$ ($15\,437\text{ \AA}$)	$3d_2 - 4Y$	26	9,7	Violet
$6952,4\text{ cm}^{-1}$ ($15\,989\text{ \AA}$)	$4p_1 - 5s_2$	14,3	5,6	Rouge
$6333,2\text{ cm}^{-1}$ ($15\,302\text{ \AA}$)	$3d'_1 - 4U$	22,5	9,6	Violet
6589 cm^{-1} ($15\,172\text{ \AA}$)	$4p_5 - 5s_9$	15,4	6,7	Rouge
$6644,3\text{ cm}^{-1}$ ($15\,046\text{ \AA}$)	$4p_1 - 3s'_1$	4	1,7	Rouge

Fig. 24. Profil de la raie $10437 \text{ \AA}$

Fig. 24

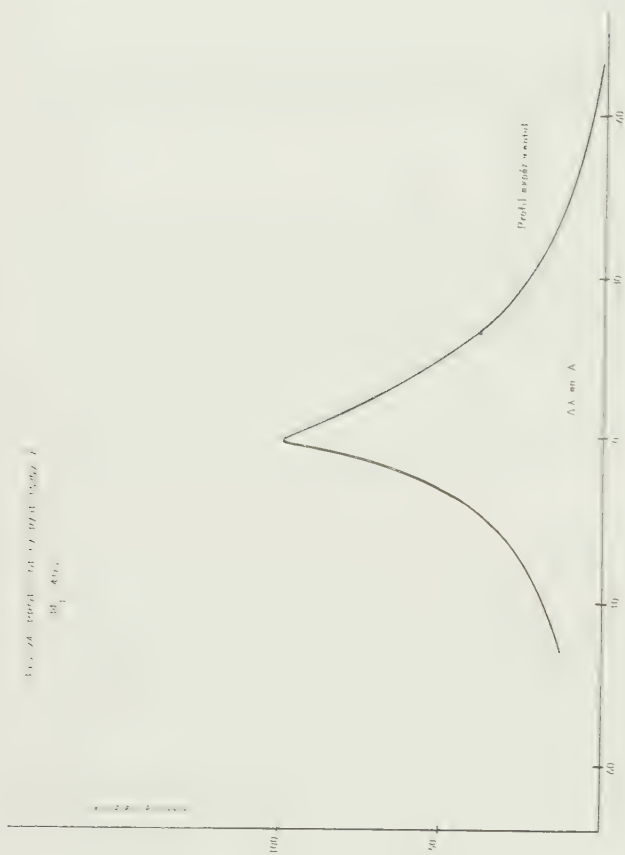


Fig. 25. Profil de la raie $10437 \text{ \AA}$

Fig. 25

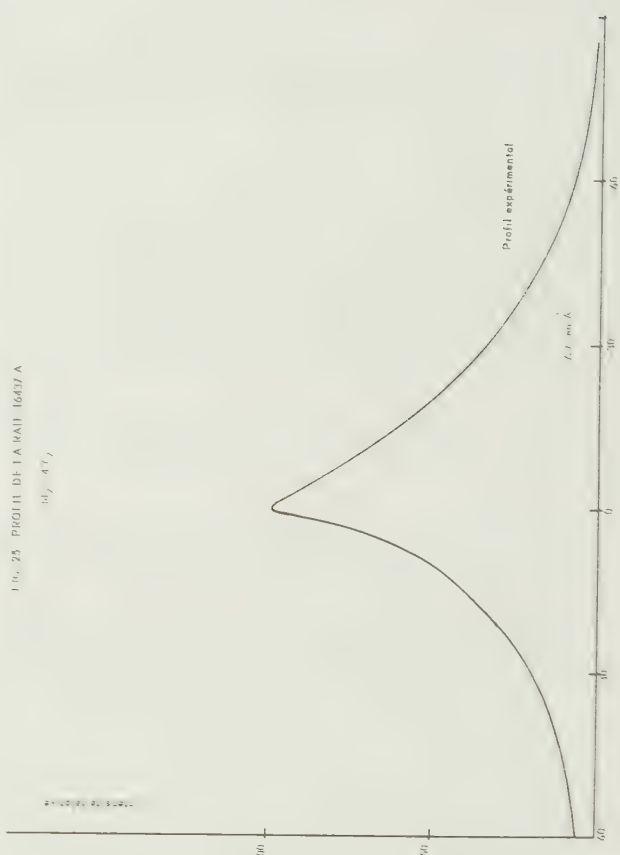


Fig. 26. Profil de la raie $10437 \text{ \AA}$

Fig. 26

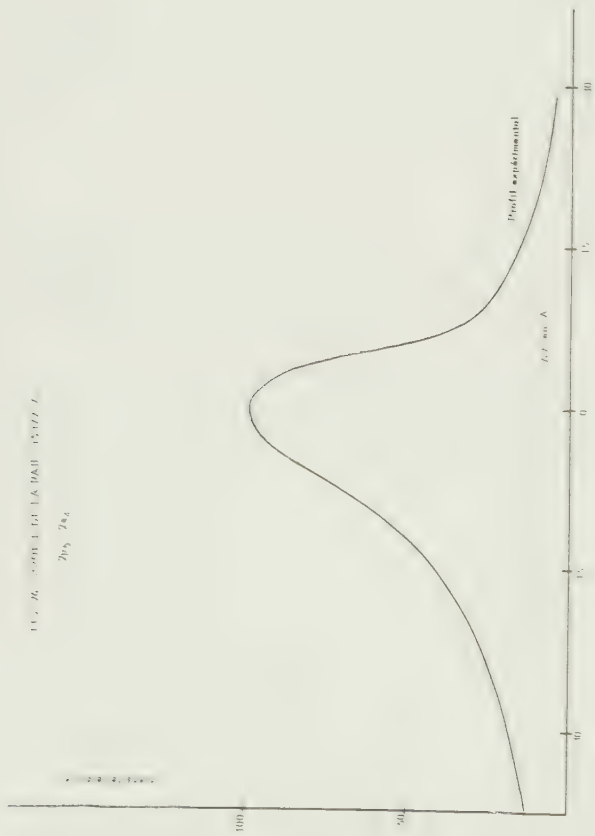
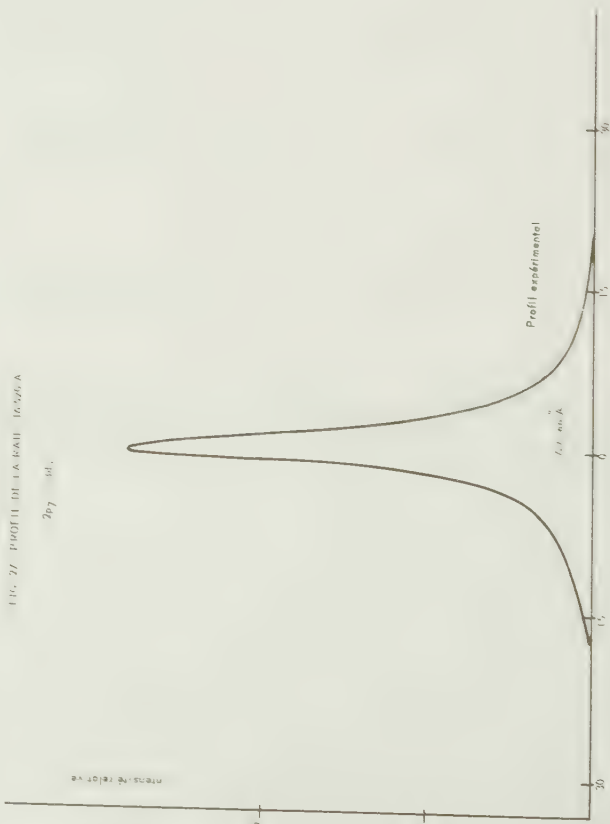


Fig. 27. Profil de la raie $10437 \text{ \AA}$

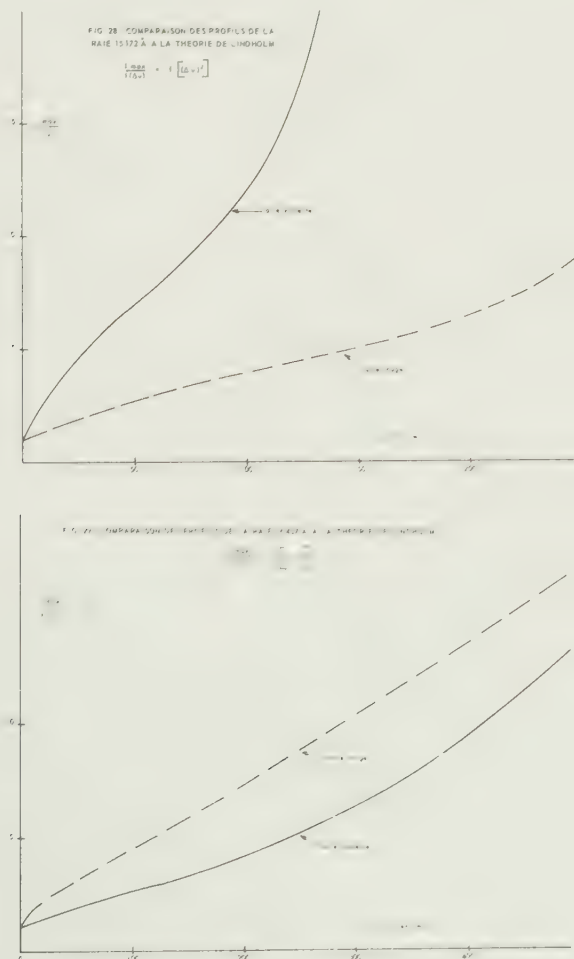
Fig. 27



Il est possible, en première approximation, d'expliquer qualitativement les élargissements des raies $4p-3d$, $4p-5s$, $3d-4f$, en considérant que les niveaux plus élevés sont plus sensibles à l'effet STARK. Cependant, les raies ont des profils très différents. Comme il est signalé plus haut, l'asymétrie est plus ou moins grande suivant les niveaux supérieurs des transitions; de plus, les raies peuvent être dégradées soit vers le rouge, soit vers le violet. C'est le cas pour les raies $4p_7-3d_3$ et $4p_1-3s'_1$, et les raies $3d_2-4X$ et $3d_2-4Y_2$.

J'ai comparé les profils expérimentaux aux profils théoriques de dispersion obtenus par la formule de LORENTZ; les contours sont tracés de la façon suivante : en ordonnée est portée la valeur I_0/I où I_0 est l'intensité au centre pour $\nu = \nu_0$, I l'intensité à la distance $\Delta \nu$ de ν_0 et en abscisse $[\Delta \nu]^2$. Si les profils étaient de dispersion, on aurait des droites passant par le point $I_0/I = 1$ et $[\Delta \nu] = 0$, et dont la pente serait égale à la demi-largeur. On constate que, au centre de la raie et dans les ailes, le profil s'écarte notablement d'une droite. De plus, il est très différent pour les deux moitiés de la raie. Les figures 28 et 29 donnent la représentation des contours ainsi calculés pour les raies à $\lambda 15172 \text{ \AA}$ et $\lambda 16437 \text{ \AA}$.

Dans le cas de la raie à $\lambda 15172 \text{ \AA}$, la dissymétrie est bien plus considérable que celle des autres raies, ce qui pourrait faire penser à un élargissement statistique. La forme du profil dépend de la transition atomique considérée, comme le montrent les figures 24-27.



2 - CALCUL DES CONSTANTES STARK -

Dans la théorie de l'élargissement par collision électronique, le déplacement et l'élargissement de la raie sont proportionnels à la densité électronique et à $C^{2/3}$. MINHAGEN a effectué pour un certain nombre de niveaux de l'argon neutre, le calcul des déplacements dans un champ électrique uniforme; ces niveaux correspondaient aux raies du spectre visible et ces données sont inutilisables pour les états supérieurs des raies infrarouges que j'ai observées. Ce calcul se fait en appliquant les formules bien connues de la mécanique quantique par la détermination des différents éléments de matrice. Pour les composantes angulaires et magnétiques, les relations sont simples, mais la détermination du facteur radial est plus complexe. Les valeurs fournies par MINHAGEN sont insuffisantes car, dans mon cas, il faut considérer des niveaux perturbateurs peu élevés. Pour déterminer approximativement le facteur radial manquant, j'ai utilisé les tables de BATES et DAMGAARD. Les résultats obtenus figurent dans le tableau II, les nombres entre parenthèses sont ceux donnés par MINHAGEN. En raison des approximations admises, le calcul des composantes radiales peut être incertain pour les niveaux les plus bas. Cependant, dans la plupart des cas, la perturbation ci-dessus constitue seulement une correction apportée au déplacement provoqué par les niveaux situés au voisinage immédiat de l'état considéré.

TABLEAU II

Valeurs approchées de $\left[\int_0^\infty r R(n\ell) R(n'\ell') dr \right]^2$ pour argon neutre

	5s	6s	7s	3d	4d	5d
4p	21	1,2	0,4	53	1	0,6
5p	142 (144)	116 (114)	5,3	27 (24)	243 (234)	0,4
6p	1,2	428 (437)	364 (357)	1	100 (100)	707 (702)

	3d	4d	5d
4f	57	275 (266)	34 (36)
5f	11	42	912 (900)

Les niveaux 3d et 5s sont surtout perturbés par les niveaux supérieurs voisins. Les transitions issues des états 3d et 5s seront déplacées vers les grandes longueurs d'ondes. Par contre, pour les niveaux 4f, c'est la perturbation due au niveau inférieur proche qui est la plus importante, le déplacement des raies correspondantes est alors vers le violet. Ceci est effectivement observé. Les tableaux III et IV donnent les valeurs de déplacement STARK dans le champ uniforme pour les états supérieurs des raies observées. La valeur de C , estimée à partir des élargissements observés est constante à 30 % près.

TABLEAU III
Déplacements Stark dans un champ uniforme de 100 kV
(déplacements Stark en cm^{-1})

Niveaux perturbés	J	Niveaux perturbateurs	Composante M					Moyenne
			4	3	2	1	0	
4X 4f (3/2) 120 188.34	1	$d_6, d_5, d_2, d_3, d_1''$				0,91	0,60	0,75
4X 4f (3/2) 121 188.66	2	$d_5, d_2, d_3, d_1'', d_1'$			0,31	0,61	0,72	0,55
4V 4f (9/2) 120 207.32	5	d_4'	0,38	0,58	0,77	0,88	0,91	0,69
4V 4f (5/2) 120 207.77	4	d_4, d_4'	0,03	0,49	0,82	1,02	1,07	0,61
4Y 4f (5/2) 120 229.81	3	$d_3, d_1'', d_1', d_4, d_4'$		0,53	0,61	0,67	0,75	0,64
4Y 4f (5/2) 120 230.07	2	$d_2, d_3, d_1'', d_1', d_4$			0,43	2,50	1,81	1,58
4U 4f (7/2) 120 250.15	3	d_1'', d_1', d_4, d_4'		0,28	0,78	1,09	1,20	0,84
4U 4f (7/2) 120 250.15	4	d_1', d_4, d_4'	0,02	0,60	1,07	1,36	1,43	0,90
4W 4f (7/2) 121 653.40	3	s_1''', s_1''''		0,07	0,67	0,94	1,05	0,67
4W 4f (7/2) 121 653.40	4	s_1''		0,54	0,93	1,16	1,23	0,97
4Z 4f (5/2) 121 654.32	3	s_1'', s_1''', s_1''''			0,18	1,35	1,73	1,09
4Z 4f (5/2) 121 654.58	2	$s_1', s_1'', s_1''', s_1''''$		0,11	0,64	0,94	1,05	0,68

TABEAU IV
A - Déplacements Stark dans un champ uniforme de 100 kV
 (déplacements Stark en cm^{-1})

Niveau perturbé	Composante M			
	3	2	1	0
$2 s_2$			0,24	0,23
$2 s_4$			0,25	0,24
$2 s_5$		0,23	0,25	0,24
$3 s_1$			0,04	0,04
$3 d_3$		0,015	0,02	0,02

B - Comparaison des densités électroniques calculées d'après les demi-largeurs des raies

Raie observée cm^{-1}	Déplacement Stark au cm^{-1} pour 100 kV	Constante Stark $C \times 10^{14}$	Ne en $10^{16}/\text{cm}^3$ d'après la demi- largeur
5972	0,23	1,4	10,5
6040	0,60	3,8	6,2
6051	0,02	0,12	8,2
6082	1,58	9,9	5,4
6252	0,24	1,4	11,6
6533	0,88	5,5	6
6589	0,24	1,4	13,4
6644	0,04	0,24	11,0

3 - INFLUENCE DE L'INTERACTION DE CONFIGURATION -

Le calcul des déplacements STARK dans le champ uniforme est simple si les fonctions d'ondes des niveaux sont associées à une configuration électronique bien définie. Lorsque celle-ci est déformée par les configurations voisines, on observe des perturbations dans les séries de termes spectraux. Pour en tenir compte, on ajoute dans la formule de RITZ un terme supplémentaire de forme :

$$\frac{\alpha_n}{\nu_i - \nu_k}$$

Utilisant l'approximation du champ central, CONDON a montré que le terme additif est dû aux interactions électrostatique et spin-orbite entre différentes configurations.

La fonction d'onde du niveau observé est alors exprimée par une combinaison linéaire des fonctions d'onde du niveau perturbé et des niveaux perturbateurs. Le déplacement des niveaux d'une série voisine est égal au carré de l'élément de la matrice relatif aux deux configurations, divisé par la distance des niveaux considérés. Dans certains cas, la perturbation d'une série est attribuée à un seul niveau d'une autre série; cela est expliqué par le fait que les séries qui se perturbent ont des limites très différentes. Seuls, quelques niveaux de la série perturbatrice ont une énergie inférieure à la limite de la série perturbée considérée.

Lorsque les différentes séries qui se perturbent ont des limites assez proches, il faut considérer l'influence de plusieurs niveaux perturbateurs. EDLEN [43] a étudié les perturbations entre les séries et, plus particulièrement, celles des gaz rares. Il considère, en première approximation, que le déplacement d'un terme est donné par :

$$\Delta v_i = \frac{2 R}{(n_i^*)^3} \Delta n_i^* \quad (44)$$

où R = cte de RYDBERG, n^* le nombre quantique effectif, Δn^* est le terme correctif intervenant dans la formule de SHENSTONE et RUSSELL; il est lui-même la somme de plusieurs termes :

$$\Delta n_i^* = \sum_k \frac{\alpha_k}{v_i - v_k}$$

Si on considère la perturbation mutuelle de deux niveaux, on a :

$$\Delta v_i = \frac{2 R}{(n_i^*)^3} \frac{\alpha_k}{v_i - v_k} = - \Delta v_k \quad (45)$$

$$\Delta v_k = \frac{2 R}{(n_k^*)^3} \frac{\alpha_i}{v_k - v_i} \quad (46)$$

les coefficients α_k, α_i sont tels que $\alpha_k (n_k^*)^3 = \alpha_i (n_i^*)^3 = \gamma$

Le coefficient γ ainsi défini représente la perturbation mutuelle des deux séries. La perturbation d'un niveau par les termes d'une série est alors donnée par :

$$\Delta v_i = \frac{2 R}{(n_i^*)^3} \gamma \sum_k \frac{1}{(n_k^*)^3 (v_i - v_k)} \quad (47)$$

CONDON et SHORTLEY ont effectué des calculs théoriques sur l'interaction de configuration. Si la fonction d'onde d'un niveau est exprimée comme la combinaison linéaire des fonctions d'onde des niveaux perturbé et perturbateur, on a :

$$\psi_i = a_i \psi^0 + a_k \psi_k^0 \quad (48)$$

$$a_i (v_i - v_i^0) = a_k V_{ik} \quad (49)$$

$$a_k (v_i - v_k^0) = a_i V_{ik}$$

Le déplacement du niveau est alors Δv_i :

$$\Delta v_i = \frac{[V_{ik}]^2}{v_i - v_k^0} \quad (50)$$

En supposant que le déplacement est petit par rapport à la séparation des niveaux, on peut écrire que :

$$\Delta v_i = \frac{[V_{ik}]^2}{v_i - v_k} \quad (51)$$

La connaissance de V_{ik} permettra de déterminer les coefficients de cette combinaison linéaire à partir de l'équation (49).

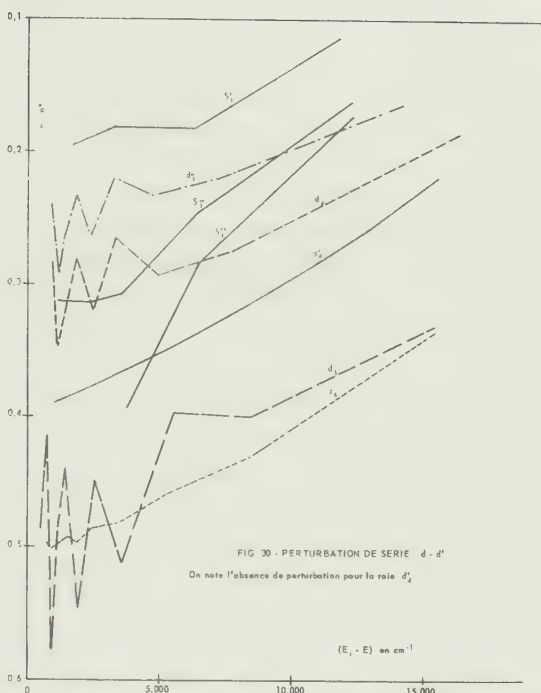
J'ai déterminé pour quelques niveaux les coefficients d'interaction de configuration et étudié leur influence sur les constantes de déplacement STARK.

TABLEAU V
Interaction de Configuration

$\psi(2s_2) = 0,992$	$\psi^0(2s_2) \pm [+ 0,03$	$\psi^0(1s_4) + 0,124$	$\psi^0(2s_4) - 0,019$	$\psi^0(3s_4)]$
$\psi(2p_1) = 0,865$	$\psi^0(2p_1) \pm [0,497$	$\psi^0(2p_5) - 0,050$	$\psi^0(3p_5) - 0,093$	$\psi^0(4p_5)]$
$\psi(2p_2) = 0,956$	$\psi^0(2p_2) \pm [0,282$	$\psi^0(2p_{10}) - 0,057$	$\psi^0(3p_{10}) - 0,025$	$\psi^0(4p_{10})]$
$\psi(3s'_1) = 0,933$	$\psi^0(3s'_1) \pm [0,289$	$\psi^0(3d_5) - 0,200$	$\psi^0(4d_5) - 0,069$	$\psi^0(5d_5)]$
$\psi(2p_5) = 0,972$	$\psi^0(3p_5) \pm [0,05$	$\psi^0(2p_1) - 0,222$	$\psi^0(3p_1) - 0,0384$	$\psi^0(4p_1)]$
$\psi(4Y) = \psi^0(4Y) \pm [- 0,017$	$\psi^0(4Z) - 0,095$	$\psi^0(5Z) - 0,009$	$\psi^0(6Z)]$	

Les valeurs obtenues pour $2p_1$, $2p_5$ et $3d_3$ sont rapprochées si l'on considère la façon dont a été traité le calcul. De plus, en utilisant les données d'EDLEN pour la détermination des coefficients de la combinaison linéaire, il reste une incertitude sur le signe de V_{ik} , puisque V_{ik} n'est obtenu que par son carré. Ceci se traduit alors par la même incertitude sur les coefficients a_k . Remarquons toutefois que les niveaux perturbateurs sont éloignés des niveaux perturbés et l'effet ci-dessus est petit.

La Figure 30 montre l'allure de la perturbation des séries d et d' de l'argon. En ordonnée sont portées les valeurs de $n - n^*$, où n^* est le nombre quantique effectif, et en abscisse, l'énergie des niveaux, mesurée à partir de l'énergie d'ionisation. Le tableau V donne les coefficients a_k de la combinaison linéaire pour un certain nombre de niveaux. Le signe $\pm$ est dû à l'indétermination du signe de V_{ik} .



4 - CONTOUR DES RAIES -

a) Autres causes d'élargissement

L'effet Doppler et la largeur instrumentale n'apportent qu'une faible contribution à l'élargissement des raies. Ces effets ne seront sensibles que pour quelques raies peu élargies. Ils ne sauraient expliquer la dissymétrie importante pour des raies fortement élargies.

La réabsorption pourrait entraîner une modification importante du contour. Cet effet a été observé par DICKERMAN et ALPINER [44] dans le spectre d'émission d'un arc à haute densité dans l'argon. Il se manifeste par la présence d'une faible raie d'absorption au milieu de la raie d'émission et ne devient prononcé que pour des intensités de courant supérieures à 100 ampères; si l'on considère que dans cette expérience l'intensité n'est que de 60 ampères, on peut admettre que cet effet est négligeable.

A partir des demi-largeurs observées, j'ai calculé le contour de la raie $\lambda 15172 \text{ \AA}$ pour une densité électronique moyenne à l'aide de la formule de l'élargissement donnée par GRIEM dans le cas de l'effet STARK quadratique. En chaque point du contour, l'intensité est donnée par l'intégrale suivante :

$$I(\omega) = \frac{w}{\pi} \int_0^\infty \frac{W(\beta) d\beta}{w^2 + (\omega - d - w\alpha^{4/3} \beta^2)^2}$$

On a à tenir compte à la fois des collisions des électrons et des ions. La Figure 32 donne le profil ainsi obtenu. Le contour final présente une asymétrie, mais très faible comparée à celle observée expérimentalement.

b) Effet de l'inhomogénéité de la source

J'ai considéré l'influence sur le profil de l'inhomogénéité de la source lumineuse. Etant donné que l'observation se fait perpendiculairement à l'axe de la colonne lumineuse, le profil obtenu est la somme des différents profils dus à l'émission dans différentes couches de la colonne lumineuse. En général, dans ce type d'arc, la variation de la température et de l'intensité lumineuse avec la distance du centre de la colonne sont assez rapides et on peut considérer que l'intensité émise dans les zones périphériques est négligeable par rapport à l'intensité émise au centre. Cependant, dans la région centrale de la colonne, lorsque la température dépasse 9000°K, il semble qu'il faille tenir compte de la répartition de température.

En effet, considérons les profils émis dans des régions de l'arc à la température T_1 et T_2 ($T_1 > T_2$). Soit I_1 et I_2 les intensités totales de la raie. Dans la région 1 le profil, calculé d'après la formule classique de LINDHOLM, est très élargi et fortement déplacé. Par contre, le profil émis dans la région 2, le sera beaucoup moins.

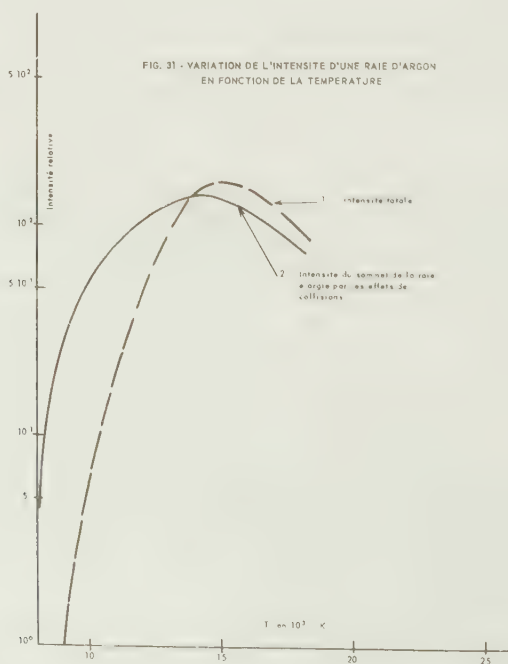
Si l'on fait la somme des profils, la contribution de la région 2 sera localisée dans un domaine spectral plus restreint. De plus, étant donné le déplacement plus petit, cette contribution se fera principalement sur un côté du contour final; ceci aura deux conséquences :

- un seul côté du profil final étant principalement affecté par l'existence de la distribution radiale, la raie sera dégradée du côté opposé au sens du déplacement, donc dissymétrique,
- du fait de la localisation spectrale de la contribution des différentes couches, il faudra tenir compte des régions où l'intensité émise n'a qu'une participation de quelques pourcents à l'intensité totale du profil expérimental.

La Figure 31 donne la variation avec la température de l'intensité totale d'une raie. J'ai calculé, à titre d'exemple, la variation de l'intensité du maximum ($I_{\max}$) d'une raie d'argon élargie. Par l'effet des collisions, on a :

$$I_{\max} = \frac{1}{\pi \alpha} \quad \text{lorsque} \quad \int_{-\infty}^{\infty} I(\lambda) d\lambda = 1$$

α la demi-largeur de la raie.



En tenant compte de la température, on peut écrire :

$$I_{\max} = \frac{I(T)}{\pi \alpha(T)}$$

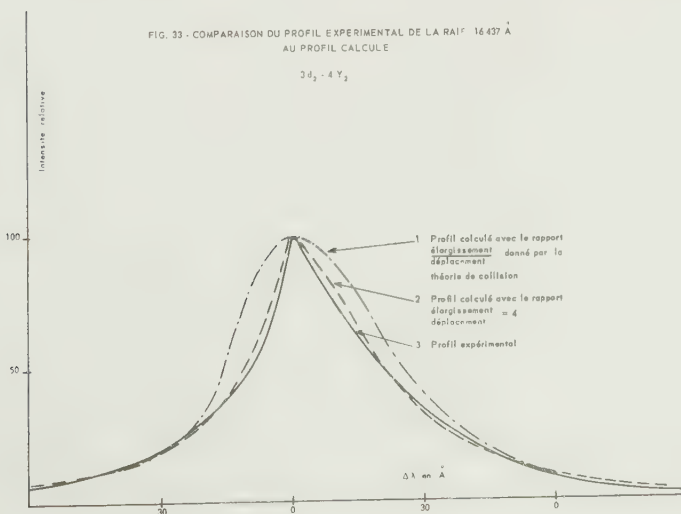
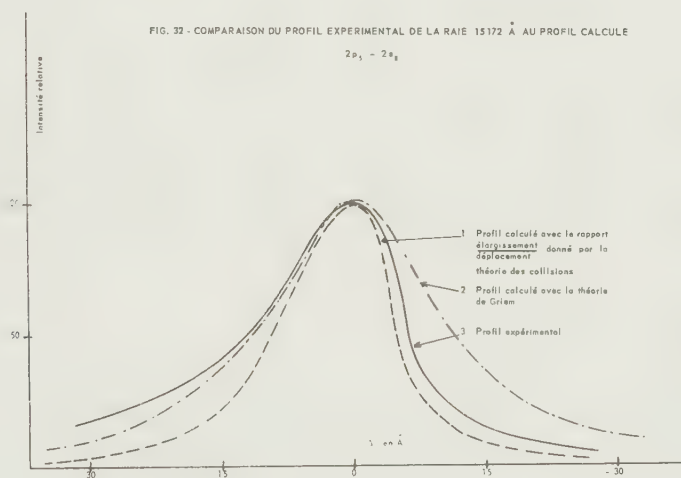
$I(T)$ et $\alpha(T)$ croissent tous deux avec la température.

Celle-ci intervient sur l'élargissement par l'intermédiaire de la vitesse des particules. Cet effet est négligeable puisqu'il est en $T^{1/6}$. Par contre, l'effet de la densité électronique est très important. La Figure 31 donne la comparaison de $I_{\max}(T)$ et $I(T)$. On note que $I_{\max}$ a une variation bien moins rapide que $I(T)$ au-dessus de 9 000°K.

J'ai calculé, dans le cas de deux raies ayant un profil observé différent, quelle était la modification apportée par la répartition de température.

Considérons les raies $\lambda 15172 \text{ \AA}^0$ ($4p_5 - 5s_4$) et $\lambda 16437 \text{ \AA}^0$ ($3d_2 - 4Y$) fortement élargies. La première est dégradée vers le rouge, la seconde vers le violet. Ces déplacements sont en accord avec les constantes STARK calculées.

Les profils obtenus au centre, en tenant compte de l'inhomogénéité de la source lumineuse, sont tracés sur les Figures 32 et 33. Le profil calculé de la raie p-s paraît donner



une représentation assez correcte du profil expérimental, bien que moins élargi. Pour la raie d-f, le profil calculé rend moins bien compte du profil observé; s'ils présentent une dissymétrie notable du côté du déplacement, de la même façon que la raie p-s, les contours observé et calculé sont très différents. En particulier, la largeur calculée est beaucoup plus grande que la largeur observée.

En conclusion, il semble que l'inhomogénéité de la source puisse, dans une certaine mesure, rendre compte de l'asymétrie du profil des raies p-s; mais, dans le cas des raies d-f qui ont des profils similaires, cet effet ne donne pas une représentation correcte des contours observés.

Dans les calculs précédents, j'ai admis que, **dans une couche homogène**, le profil était symétrique; si cette hypothèse paraît satisfaisante pour les raies p-s, il semble que pour les raies d-f, il soit nécessaire d'envisager un processus différent; ces dernières sont caractérisées par un excès d'intensité au centre, comme si le déplacement était faible par rapport à l'élargissement, alors qu'ils devraient être du même ordre, suivant la théorie de LINDHOLM. J'ai recalculé le contour de la raie $\lambda 16437 \text{ \AA}$ en tenant compte de cette nouvelle possibilité. Le rapport de l'élargissement au déplacement est pris égal à 4; le contour final calculé (33) paraît alors très proche du contour observé.

Le fait que le déplacement d d'une raie soit très inférieur à son élargissement $\Delta\lambda$ a déjà été observé par GERICKE. Pour le spectre visible de l'argon, il a trouvé pour certaines raies, $\Delta\lambda/d$ de l'ordre de 2 à 5.

J'ai pu faire la mesure du déplacement des raies $\lambda 15302 \overset{\circ}{\text{Å}}$ et $\lambda 15172 \overset{\circ}{\text{Å}}$; le rapport mesuré est environ 12 pour $\lambda 15302 \overset{\circ}{\text{Å}}$ et 2,5 à 3 pour $\lambda 15172 \overset{\circ}{\text{Å}}$. Mais, il faut alors considérer que, pour ces mesures, les profils observés ne sont pas émis par une couche homogène. Dans ce cas, à partir des profils (32) et (33) calculés en tenant compte de l'inhomogénéité de la source, les rapports déterminés sont respectivement 10 et 2,2.

c) Transitions interdites

On sait que la perturbation mutuelle de deux niveaux voisins a aussi pour effet d'induire des transitions interdites par les règles de sélection de parité ou de moment angulaire. Ceci est dû au fait que la fonction d'onde de l'état perturbé dépend (comme nous l'avons vu), en partie des états perturbateurs et est exprimée comme une combinaison linéaire des fonctions d'onde de ceux-ci; de plus, les coefficients de cette combinaison linéaire varient avec le champ électrique extérieur, de sorte que les règles de sélection se trouvent partiellement levées. Deux conséquences importantes en résultent, pouvant modifier le contour des raies : d'une part, l'apparition des raies interdites, qui peuvent se superposer à la raie permise élargie et, d'autre part, l'accroissement de la perturbation par les niveaux voisins de même parité et de même moment angulaire. L'identification faite par HUMPHREYS des raies infra-rouges émises dans une source à faible concentration électronique peut être incomplète pour un spectre émis dans un champ électrique élevé. Dans ces conditions, les raies interdites par les règles de sélection $\ell = \pm 1$ par exemple, peuvent apparaître avec une intensité appréciable. La structure complexe de certaines raies élargies peut être due à la superposition de plusieurs de ces raies. Dans le tableau VI, les colonnes 1 et 2 donnent les nombres d'onde et l'identification des raies observées par HUMPHREYS entre 5900 et 6500 cm^{-1} , et les colonnes 3 et 4, les nombres d'onde calculés de raies qui se trouvent dans le domaine couvert par la raie élargie. La plupart de ces raies sont interdites, mais nombreuses sont celles dont l'intensité augmente notablement en présence du champ électrique, comme les raies p-p ou d-d. L'examen du tableau montre que l'on trouve des raies interdites au voisinage de la

TABLEAU VI

Comparaison des raies permises (colonnes 1 et 2) observées aux raies interdites (colonnes 3 et 4) calculées dans le domaine couvert par les raies élargies
 Les lettres ℓ , J, K de la colonne 5 indiquent que les transitions citées sont interdites par les règles de sélection correspondant à ces nombres quantiques.
 ip signifie que les ions parents sont différents.

$\nu_{\text{obs.}} (\text{cm}^{-1})$	Transition	$\nu_{\text{calc.}} (\text{cm}^{-1})$	Transition	Nature de l'interdiction
5901,42	$2p_6 - 3d_3$	5900,5	$4d_4 - 6s_1'''$	ℓ
		5900,7	$3p_1 - 6s_5$	J ; ip
		5901,2	$3d_4' - 4d_5$	ℓ ; J ; K
		5903,5	$4d_5 - 7d_5$	ℓ
5972,1	$2p_2 - 2s_5$	5968,9	$3p_4 - 6p_7$	ℓ ; ip
		5970,3	$3p_3 - 6p_5$	ℓ ; j ; ip
		5973,5	$3p_4 - 6p_6$	ℓ ; ip
		5975,1	$3p_{10} - 4p_3$	ℓ ; ip
		5976,3	$2s_5 - 4d_1''$	ℓ
		5978,0	$3s_1''' - 4s_1'''$	ℓ
6040,70	$3d_2 - 4X$	6036,9	$2s_2 - 4s_1'$	ℓ
		6037,1	$3p_6 - 5p_8$	ℓ
		6039,9	$2s_4 - 3s_5$	ℓ
		6040,6	$4d_5 - 7d_1''$	ℓ
		6042,8	$4d_4' - 6s_1'$	ℓ ; j ; ip
		6042,8	$4d_6 - 7d_5$	ℓ
		6047,9	$3p_{10} - 5Y$	ℓ ; k
6051,55	$2p_7 - 3d_3$	6050,6	$2p_8 - 3d_6$	j ; k
		6051,2	$4d_4' - 7p_6$	j ; k
		6054,4	$3p_7 - 5p_9$	ℓ ; j
6082,18	$3d_2 - 4Y$	6077,9	$3p_6 - 3p_6''$	ℓ
		6082,5	$2p_1 - 3s_1$	j
		6085,8	$3p_3 - 7d_5$	ip
6252,44	$2p_1 - 2p_2$	6251,0	$3p_4 - 5p_3$	ℓ
		6251,6	$3p_1 - 7p_5$	ℓ ; ip
		6252,5	$3p_5 - 5s_1'$	ip
		6255,5	$3p_2 - 7d_1'$	j ; ip
		6255,6	$3p_8 - 5p_7$	ℓ

.../..

Tableau VI (suite)

$\nu_{\text{obs.}} (\text{cm}^{-1})$	Transition	$\nu_{\text{calc.}} (\text{cm}^{-1})$	Transition	Nature de l'interdiction
6287,60	$3s_1 - 4Z$	6284,4	$3p_6 - 6d_5$	permise
		6284,5	$3p_4 - 7d_1''$	ip
		6286,5	$3s_1' - 4W$	$\ell ; j ; ip$
		6290,2	$3p_2 - 5p_1$	ℓ
		6291,67	$2s_5 - 3s_4$	ℓ
		6291,49	$3s_1'' - 3s_3$	$\ell ; j$
6490,63	$3d_1' - 4V$	6488,6	$3p_5 - 6Y$	$\ell ; j ; k$
		6495,3	$3p_5 - 6V$	$\ell ; i ; k$
6511,37	$2p_3 - 2s_4$			
		6509,6	$3p_8 - 6d_6$	$j ; k$
		6511,5	$2p_4 - 2s_4$	ip
		6511,5	$4d_5 - 8d_6$	ℓ
		6512,0	$3p_{10} - 5p_{10}$	ℓ
		6512,5	$3d_3 - 4d_5$	ℓ
		6512,6	$2p_6 - 3d_4'$	i
6513,06	$3d_1' - 4Y$			
6521,84	$2p_8 - 3d_4$			
		6520,3	$3s_1''' - 3s_2$	$\ell ; k$
		6525,2	$3p_9 - 6d_5$	i
6533,18	$3d_1' - 4U$			
6589,13	$2p_5 - 2s_4$			
		6585,0	$3p_3 - 7p_9$	$\ell ; ip$
		6586,6	$2s_4 - 4Y$	ℓ
		6589,4	$3d_5 - 3p_4$	ip
		6590,3	$3p_6 - 6d_4$	k
		6590,7	$3p_3 - 7p_8$	ℓ
6644,21	$2p_1 - 3s_1$			
		6641,6	$3d_5 - 3p_2$	ip

plupart des raies permises, sauf la raie $6533,18 \text{ cm}^{-1}$ ($3d_1' - 4U$), qui est pourtant très élargie et asymétrique. Ceci prouve expérimentalement que, du moins pour la série d-f, la plus grande partie de l'élargissement et de la dissymétrie ne proviennent pas de la présence de raies interdites renforcées dans le champ électrique.

Une des conséquences de la perturbation est l'apparition de l'effet linéaire pour les composantes les plus sensibles au champ. On sait, en effet, que le déplacement d'un niveau

est proportionnel au carré du champ uniforme, lorsque celui-ci est faible; mais dans le cas d'un champ intense, les orbites électroniques s'interpénètrent et un moment dipolaire constant apparaît; il est à l'origine de l'effet linéaire, qui fournit des contours symétriques. Cet effet est important pour les transitions d-f, et leur contour doit être plus symétrique que celui des raies p-s, ce qui est effectivement observé.

J'ai cherché à identifier un certain nombre de raies faibles qui se manifestaient au voisinage des raies permises. Il est possible de les attribuer à des transitions interdites, dont l'interdiction serait levée de la façon indiquée précédemment; cependant, étant donné que ces raies proviennent de niveaux supérieurs élevés, donc fortement perturbés, l'identification peut être incertaine en raison de déplacements.

Il semble, en conclusion, que la théorie classique de l'élargissement par collision explique les élargissements des raies infrarouges lorsque l'on tient compte de l'inhomogénéité de la source. Pour les raies à niveau supérieur élevé, les déplacements donnés par la théorie classique sont trop grands. Peut-être, la théorie de GRIEM rendrait-elle mieux compte des observations. En effet, elle donne un contour de la raie légèrement dissymétrique et assez proche d'un profil de dispersion, et un déplacement plus faible que celui donné par la théorie de LINDHOLM. Cependant, les données sont approchées. Dans le cas d'un profil émis dans une couche homogène, les écarts entre la théorie et l'expérimentation sont de 20 %.

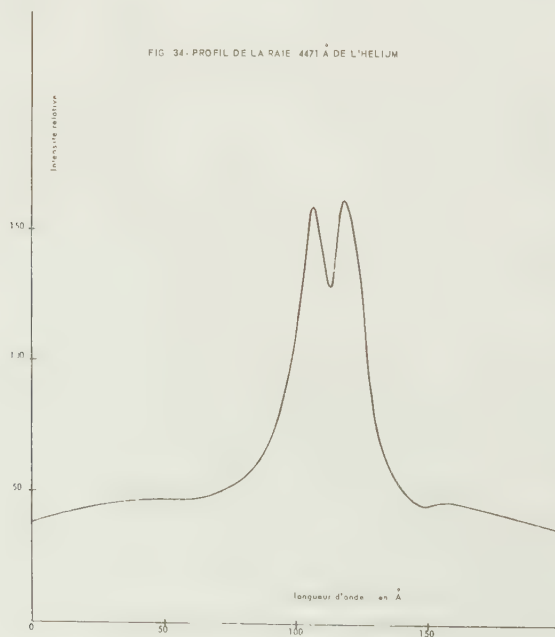
Dans mon cas, il faudrait, de plus, tenir compte de la distribution spatiale. Les corrections alors apportées en utilisant la formule de GRIEM pour le profil seraient de l'ordre de l'erreur expérimentale.

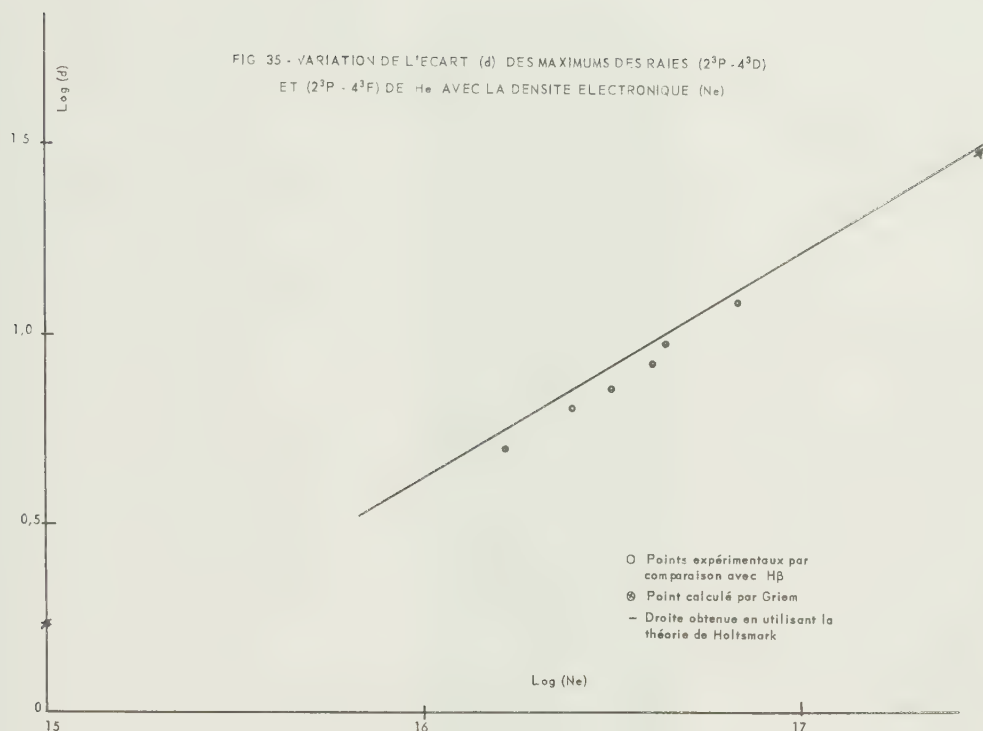
C - ELARGISSEMENT DE LA RAIE $\lambda(2^3P - 4^3D)$ DE L'HELIUM

Les raies de l'hélium (*Figures 34 - 37*) présentent un élargissement important sous l'effet du champ intermoléculaire. L'effet Stark de l'hélium a été étudié par FOSTER [45]; il a calculé le déplacement des différentes composantes des raies en fonction du champ électrique. Certaines raies sont d'abord déplacées proportionnellement au carré du champ, et suivent ensuite la loi linéaire. Plus récemment, WULFF [39], VANYUKOV [46] ont effectué des observations sur des décharges condensées. GRIEM [36] a calculé théoriquement l'élargissement intermoléculaire des raies qui obéissent à l'effet quadratique. Pour les raies qui suivent l'effet linéaire il a effectué la détermination théorique des profils pour des densités électroniques élevées; dans ce cas, les calculs sont traités de la même façon que pour les raies de l'hydrogène.

J'ai effectué des mesures sur l'élargissement de la raie $4471 \text{ \AA}$, puis comparé les résultats aux valeurs données par BERG [47] pour des densités électroniques correspondant à un élargissement linéaire. J'ai finalement appliqué ces résultats à des densités de 10^{16} à 10^{17} cm^{-3} .

FOSTER a fait le calcul détaillé de l'effet Stark dans un champ uniforme pour la raie $\lambda 4471 (2^3P - 4^3D)$. Sous l'effet du champ, il apparaît une raie interdite dont la longueur d'onde est de $4469 \text{ \AA}$ pour les champs très faibles. Elle correspond à la transition $2^3P - 4^3F$. La présence de cette raie est due au fait suivant. En présence d'un champ électrique, les fonctions d'onde des niveaux (F) et (D) s'expriment sous la forme d'une combinaison linéaire des fonctions d'onde en l'absence de champ. De ce fait, la transition P-F qui était interdite devient possible car la fonction d'onde de F contient alors une partie de la fonction d'onde du niveau D. Chaque transition comprend alors 5 composantes magnétiques. FOSTER a calculé, en fonction du champ, le déplacement et l'intensité de chacune des composantes; elles ne suivent la loi quadratique que pour des valeurs du champ inférieures à 17 kV. Au-delà, leur déplacement est une fonction linéaire du champ.





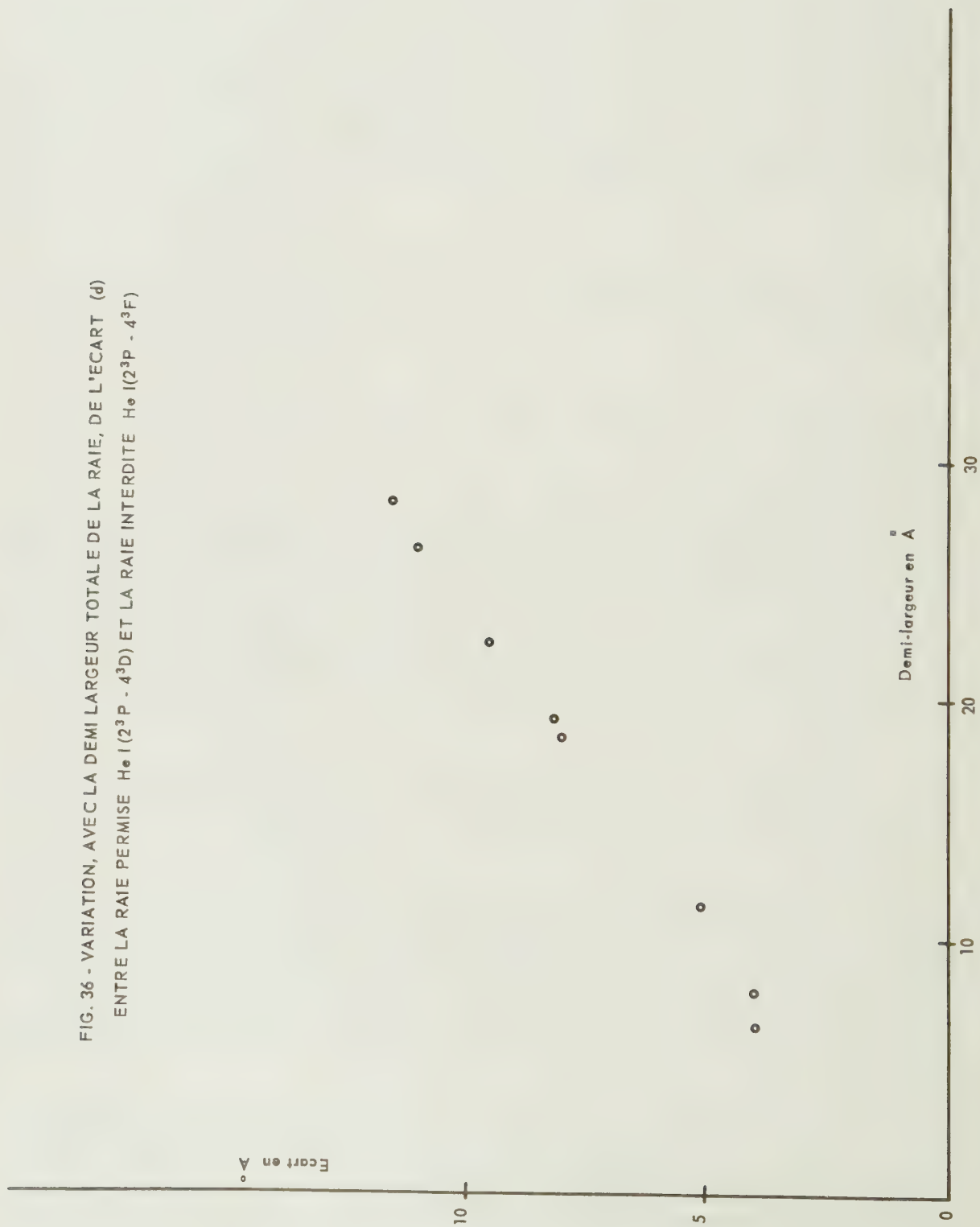
J'ai mesuré la variation de l'écart (d) des maximums d'intensité de la raie permise et de la raie interdite en fonction de la densité électronique. J'ai utilisé pour la détermination de celle-ci l'élargissement de la raie $H\beta$. La Figure 35 donne la variation de l'écart (d) avec la densité électronique. On voit que, aux erreurs expérimentales près, l'écart est proportionnel à $N_e^{2/3}$ et ceci pour des densités comprises entre 10^{16} à 10^{17} cm^{-3} . J'ai calculé théoriquement la valeur de l'écart (d). Chaque raie est constituée d'un certain nombre de composantes qui sont assez proches les unes des autres; on peut les assimiler à une composante moyenne qui suit l'effet Stark linéaire.

En considérant la théorie statistique de HOLTSMARK, on peut déterminer la position des maximums des raies élargies. Il faut alors tenir compte de la variation des intensités des raies permises et interdites en fonction du champ et utiliser les données de FOSTER.

La Figure 35 donne la séparation des maximums de la raie en fonction de la densité électronique. Les points expérimentaux obtenus sont alignés parallèlement à la droite théorique avec une bonne approximation. L'écart peut correspondre à une erreur sur la détermination de la densité électronique car, dans ce cas, il n'a pas été fait de résolution spatiale. Il peut aussi provenir des approximations faites sur la détermination de la composante moyenne. La Figure 36 permet une comparaison de l'écart avec la demi-largeur totale de la raie. Le rapport obtenu correspond à celui donné par GRIEM pour une densité électronique de $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Théoriquement, le champ moyen pour lequel l'effet quadratique serait important au niveau du maximum de la raie correspond à la densité électronique de $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Pour des densités électroniques supérieures à 10^{16} cm^{-3} , on peut considérer que le profil, à partir du sommet de la raie, suit l'effet linéaire et que la théorie statistique permet le calcul avec une bonne approximation de l'écart (d).

FIG. 36 - VARIATION, AVEC LA DEMI LARGEUR TOTALE DE LA RAIE, DE L'ECART (d)
ENTRE LA RAIE PERMISE $H\epsilon I(2^3P - 4^3D)$ ET LA RAIE INTERDITE $H\epsilon I(2^3P - 4^3F)$



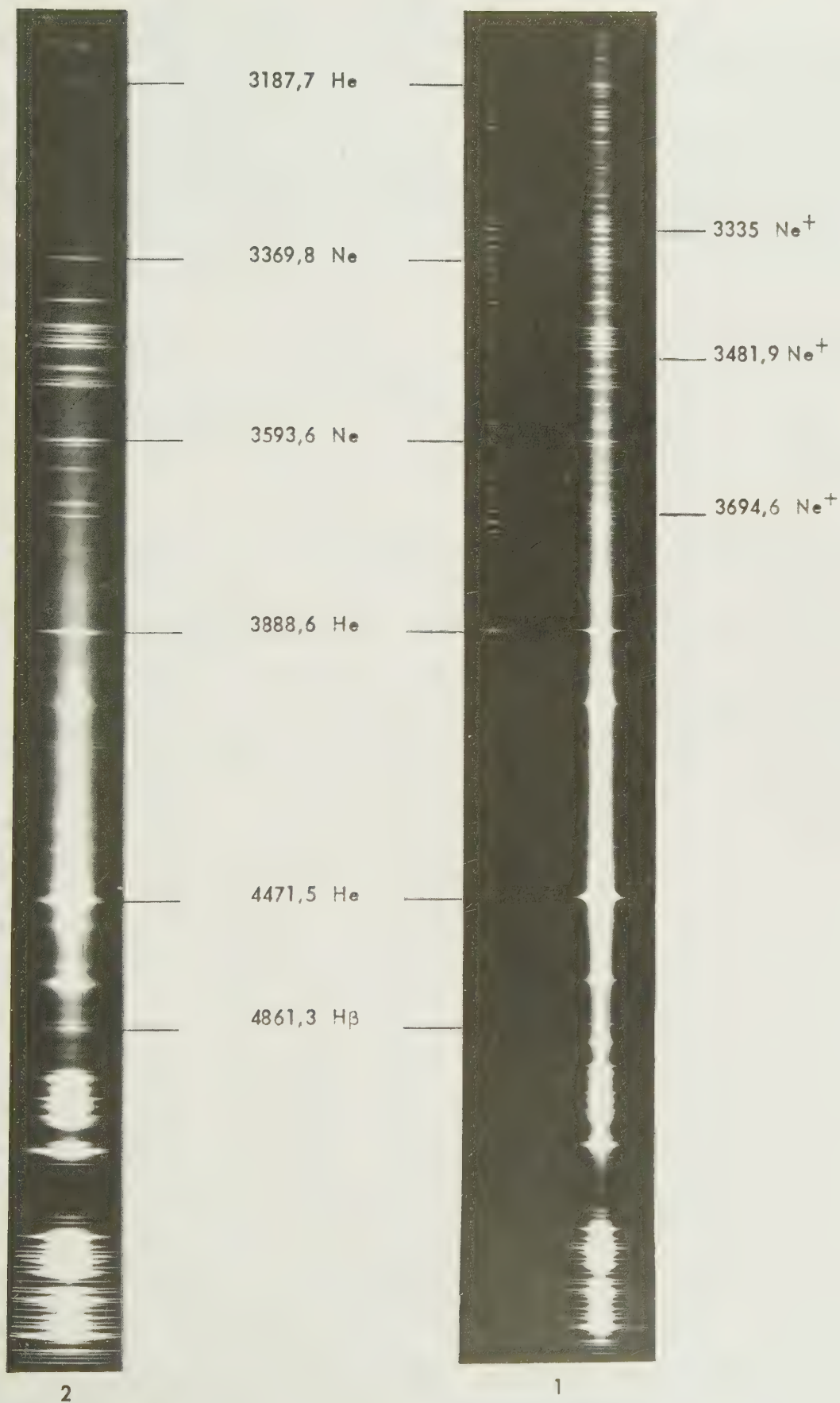


FIG. 37 - ARC DANS LE MELANGE H, He, Ne [COURANT 300 AMP] - 1. Près de la cathode
2. Dans la colonne

D - OBSERVATION DES RAIES INTERDITES DES CORPS ALCALINS

J'ai effectué des injections de poudres dans la colonne d'un arc ou dans un jet de plasma. Les corps introduits étaient des carbonates de métaux alcalins. Certaines raies montrent un élargissement notable. De plus, on observe la présence de nombreuses raies interdites par la règle de sélection $\Delta \ell = \pm 1$. Cependant, les conditions expérimentales sont telles qu'il n'est guère possible de faire une analyse valable des spectres. En effet, les difficultés sont les suivantes :

1 - INHOMOGENEITE DE LA COLONNE -

Les grains de poudre ne sont pas répartis uniformément dans le plasma; certaines régions sont plus riches en alcalins que d'autres, et l'émission n'est plus homogène. En conséquence, la distribution radiale de l'intensité n'est plus cylindrique, d'où de grandes difficultés pour faire la correction de répartition.

2 - TRES GRANDE DIFFERENCE DES INTENSITES -

La différence d'intensité entre les raies permises et les raies interdites voisines (mais encore séparées) est si grande qu'il est difficile de faire des mesures quantitatives précises.

Faisons cependant quelques remarques qualitatives. Dans le cas d'une injection de sodium, on observe les raies de la série principale (3S - nP) jusqu'au terme 9P, la série 3P - nS, jusqu'à 10S, et la série 3P - nD, jusqu'à 9D. On peut remarquer sur la *Figure 38* que les raies à niveau supérieur D sont fortement élargies, alors que celles de la série 3P - nS le sont beaucoup moins. Ceci se comprend en considérant que l'interaction entre les



niveaux P et D (qui sont assez proches l'un de l'autre) est plus importante que celle entre les niveaux S et P (qui sont plus écartés que les précédents). Les raies interdites observées sont celles de la série $3P - nP$ de $n = 5$ à $n = 10$; la dernière se distingue très peu de la raie permise $3P - 9D$; on observe aussi la série $3P - nF$, mais pour les termes $4F$ et $5F$ seulement ; elle se confond en effet très rapidement avec la série $3P - nD$.

La présence de ces séries interdites s'explique de la même façon que l'apparition des raies interdites de l'hélium en présence d'un champ électrique. On peut remarquer aussi que le rapport d'intensité des raies interdites ($3P - nP$) et des raies permises voisines ($3P - nD$) croît avec n ; ceci est dû au fait que pour un champ électrique donné, la perturbation des niveaux P et D augmente avec n .

Dans le cas d'injection de potassium, des résultats semblables ont été obtenus. Les raies interdites observées appartiennent aux séries $4P - nF$ (de $n = 4$ à $n = 7$) et $4P - nP$ (de $n = 6$ à $n = 9$). Il serait très intéressant de reprendre ces expériences dans des conditions expérimentales plus satisfaisantes, en améliorant le dispositif d'injection. Il faudrait étudier :

- la technique de l'introduction de la poudre dans le plasma dans les différents types de décharge,
- la forme sous laquelle les corps sont introduits dans le plasma (vapeurs métalliques - composés chimiques en solution - composés chimiques en suspension dans un gaz).

Les difficultés technologiques sont grandes, mais les résultats entrevus méritent une étude plus approfondie.

CONCLUSION

Au cours de ce travail, j'ai pu étudier l'émission des arcs à haute densité de courant à la pression atmosphérique.

Il a été possible de mesurer dans le proche infrarouge l'élargissement de quelques raies d'argon à niveau supérieur peu élevé. Pour ces niveaux, la validité du calcul des constantes STARK dans l'approximation du champ central a pu être vérifiée à 30 % près. Les principales corrections sont dues à la distribution spatiale des intensités. J'ai pu vérifier que la théorie de LINDHOLM fournit des valeurs correctes de l'élargissement des raies de l'argon. Par contre, les déplacements calculés d'après cette théorie semblent bien trop grands, surtout pour les raies de l'argon à niveau supérieur F. Ceci a été observé par GERICKE dans le visible. J'ai dû faire cette hypothèse pour que les profils des raies infrarouges de l'argon, calculés en tenant compte de la distribution spatiale de la colonne d'arc, soient proches des profils observés.

J'ai pu noter, de plus, que dans certaines régions de la colonne d'arc (près de la cathode), et pour un mélange gazeux particulier (hélium - néon - hydrogène) l'émission des raies pouvait être due à des processus d'excitation non thermiques (recombinaison radiative excitation par des atomes métastables) ceci peut être à l'origine d'erreurs lorsque l'on effectue la détermination de la température en étudiant la distribution radiale de l'intensité des raies.

Cet effet serait à prendre en considération lorsque l'on observe une colonne d'arc en bout.

On observe dans les plasmas d'arc, à la pression atmosphérique, des densités électroniques élevées, jusqu'à $1,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. De telles densités sont suffisantes pour donner un élargissement notable, sous l'effet du champ intermoléculaire, pour les raies d'émission d'un certain nombre d'atomes neutres (hydrogène, hélium, argon neutre...).

Cependant, pour les atomes ionisés, l'élargissement est plus faible que pour les atomes neutres. Par exemple, dans une colonne d'arc du type transféré, pour une intensité de courant de 200 ampères, sous une atmosphère d'argon, le spectre émis comprend principalement les raies de l'argon une fois ionisé. On note cependant au centre de l'arc un certain nombre de raies de l'atome deux fois ionisé. Les élargissements de ces raies sont très faibles. Il serait intéressant de poursuivre l'étude des arcs à haute densité de courant, sous des pressions de plusieurs atmosphères. Les densités électroniques obtenues permettraient alors la mesure de l'élargissement dans le champ intermoléculaire de raies peu sensibles à l'effet STARK.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - J. EULER - *Ann. Phys.* 11 203 (1952)
- 2 - W. RAMSBERG - *Ann. Phys.* 12 319 (1932)
- 3 - S.S. Mac KEOWN - *Phys. Rev.* 34 611 (1929)
- 4 - R. SEELIGER - *Phys. Z.* 27 22 (1926)
- 5 - G. ECKER - *Z. f. Phys.* 136 556 (1954)
- 6 - G. ECKER - *Electrode component of arc discharge* Springer Verlag, Berlin 1961
- 7 - J. BRUNNER - *Z.f. Phys.* 159 288 (1960)
- 8 - D.R. INGLIS - R. TELLER - *Ast. Phys. J.* 90 439 (1939)
- 9 - G. ECKER - W. WEIZEL - *Ann. Phys.* 17 126 (1956)
- 10 - S.W. PEARCE - *Plasma Jet Study* - WADC. TR - 59 346 General Electric Company
- 11 - H. MAECKER - *Z. f. Phys.* 157 (1959)
- 12 - G. SCHMITZ - J. UHLENBUCH - *Z. f. Phys.* 159 554 (1960)
- 13 - G. SCHMITZ - H.J. PATT - *Z. f. Phys.* 171 449 (1963)
- 14 - G. SCHMITZ - H.J. PATT - J. UHLENBUSH - *Z. f. Phys.* 173 552 (1963)
- 15 - L. KING - *Colloquium Spectroscopium Internationale Amsterdam* (1956) Pergamon Press Lond
- 16 - KING - *communication privée*
- 17 - D. COSTER - H.H. BRONS - *Z. Phys.* 73 747 (1932)
- 18 - W.H.S. CHILD - *Proc. Roy. Soc. Lond* 137 641 (1932)
- 19 - A.E. PARKER - *Phys. Rev.* 44 904 (1933)
- 20 - L. HERMAN - P. FELENBOK - R. HERMAN - *Jour. Phys.* 23 979 (1962)
- 21 - L. SPITZER - *Physics of fully ionised gaz* New-York Intersciences Publisher 1956
- 22 - R.S. COHEN - L. SPITZER - Mac ROUTLY - *Phys. Rev.* 80 230 (1950)
- 23 - S. GVOSDOVER - *Phys. Sowjet* 12 164 (1937)
- 24 - H. MAECKER - T. PETERS - H. SCHENK - *Z. f. Phys.* 139 448 (1948)
- 25 - S. CHAPMAN - T.C. COWLING - *The Mathematical Theory of non uniform gases* Cambridge Univ. Press (1953)
- 26 - T.G. COWLING - *Proc. Roy. Soc. London* 183 453 (1945)
- 27 - H. DRAWIN - *Z. f. Phys.* 146 295 (1956)
- 28 - WIESE - *6ème Conférence Internationale sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz* Juillet 1963
- 29 - L. HERMAN - E. FABRE - *Rev. Opt.* 41 339 (1962)
- 30 - E.V. CONDON - G.H. SHORTLEY - *Theory of Atomic Spectra* Cambridge (1935)
- 31 - L. MINHAGEN - *Arkiv. fysik* 1 425 (1950)
- 32 - D.R. BATES - A. DAMGAARD - *Phil. trans. Roy. Soc. London A* 242 101 (1942)
- 33 - E. LINDHOLM - *Ark. Mat. fys.* 28 3 (1941)
- 34 - A.C. KOLB - H. GRIEM - *Phys. Rev.* 111 514 (1958)
- 35 - H.R. GRIEM - A.C. KOLB - K.Y. SHEN - *Phys. Rev.* 116 4 (1959)
- 36 - H.R. GRIEM - A.C. KOLB - K.Y. SHEN - *Ast. Jour. Vol.* 133 272 (1962)

- 37 - H.R. GRIEM - *Z. f. Phys.* 137 280 (1954)
 - 38 - H.R. GRIEM - M. BARANGER - A.C. KOLB - G. OERTELS - *Phys. Rev.* vol. 125 177 (1962)
 - 39 - H. WULFF - *Z. f. Phys.* 150 614 (1958)
 - 40 - W. GERICKE - *Z. f. Phys.* 53 68 (1961)
 - 41 - C.J. HUMPHREYS et H.J. KOSTKOWSKI - *J. Opt. Soc. Am.* 40 801 (1950)
 - 42 - G. HEPNER - *Thèse Masson et Cie* (1961)
 - 43 - B. EDLEN - *Handbuch der Physik* vol. 27 80 (1963)
 - 44 - P.J. DICKERMAN - B.P. ALPNER - *Jour. quant. spec.* 2 305 (1962)
 - 45 - J.S. FOSTER - *Roy. Soc. Pro.* 117 137 (1927)
 - 46 - M.P. VANYUKOV - A.A. MAK - V.P. MURATOV - *Opt. and Spect.* 4 233 (1960)
 - 47 - H.F. BERG - A.W. ALI - R. LINCKE - H.R. GRIEM - *Phys. Rev.* 195 199 (1962)
 - 48 - J.D. COBINE - *Gaseous conductors* Dover Public. New - York (1957)
 - 49 - LANDOLT und BORNSTEIN - *Zahlenwerke und Funktionen* Springer Verlag 1950 Berlin
 - 50 - C.E. MOORE - *Circ. of Nat. Bur. Stand.* (1958)
 - 51 - G. TRAVING - *Theorie der Druckverbreiterung von Spektrallinien* Verlag G. Braun Karlsruhe 1960
 - 52 - A.B. UNDERHILL - J.H. WADDELL - *Nat. Bur. Stand. circ.* 603 May (1959)
 - 53 - H. MARGENAU - M. LEWIS - *Rev. Mod. Phys.* 31 569 (1959)
 - 54 - A. UNSOLD - *Physik der Sternatmosphären* Berlin Springer (1955)
 - 55 - W. FINKELBURG - H. MAECKER - *Handbusch der Physik* 22 254 (1956)
 - 56 - J.M. SOMMERVILLE - *The Electric Arc* London Methuen (1959)
-

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

« Méthode de séparation des isotopes par centrifugation »

Vu et approuvé :

Paris, le 21 Novembre 1963

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

Vu et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

Jean ROCHE

